

MAGNÉTISME

II – MATÉRIAUX ET APPLICATIONS

Michel CYROT - Michel DÉCORPS - Bernard DIENY
Olivier GEOFFROY - Damien GIGNOUX
Claudine LACROIX - Jean LAFOREST
Philippe LETHUILLIER - Pierre MOLHO
Jean-Claude PEUZIN - Jacques PIERRE
Jean-Louis PORTESEIL - Pierre ROCHETTE
Michel-François ROSSIGNOL - Michel SCHLENKER
Christoph SEGEBARTH - Yves SOUCHE
Etienne du TRÉMOLET de LACHEISSERIE
Jean-Paul YONNET



7, avenue du Hoggar
Parc d'Activité de Courtabœuf, BP 112
91944 Les Ulis Cedex A, France

Grenoble Sciences

Grenoble Sciences fut créé avec le triple objectif de :

- réaliser des ouvrages correspondant à un projet clairement défini, sans contrainte de mode ou de programme,
- garantir les qualités scientifique et pédagogique,
- proposer des ouvrages à un prix accessible au public le plus large possible.

Chaque projet est sélectionné au niveau de la direction de Grenoble Sciences, puis par un collège de referees anonymes. Ensuite, les auteurs travaillent pendant une année (en moyenne) avec les membres d'un comité de lecture interactif dont les noms apparaissent au début de l'ouvrage.

Directeur scientifique de Grenoble Sciences

Jean BORNAREL, Professeur à l'Université Joseph Fourier - Grenoble 1

Comité de lecture des ouvrages Magnétisme :

- ◆ **V. Archambault**, Ingénieur à Rhodia-Recherche, Aubervilliers
- ◆ **E. Burzo**, Professeur à l'Université de Cluj, Roumanie
- ◆ **I. Campbell**, Directeur de Recherches au CNRS, Orsay
- ◆ **F. Claeysen**, Ingénieur à CEDRAT, Grenoble
- ◆ **G. Couderchon**, Ingénieur à Imphy Ugine Précision, Imphy
- ◆ **J.M.D. Coey**, Professeur à Trinity College, Dublin, Irlande
- ◆ **A. Fert**, Professeur à l'INSA, Toulouse
- ◆ **D. Givord**, Directeur du Laboratoire Louis Néel au CNRS, Grenoble
- ◆ **L. Néel**, Professeur honoraire des Universités,
Prix Nobel de Physique, Membre de l'Institut
- ◆ **B. Raquet**, Maître de conférences à l'INSA, Toulouse
- ◆ **A. Rudi**, Ingénieur à ECIA, Audincourt
- ◆ **Ph. Tenaud**, Ingénieur à UGIMAG, St. Pierre d'Allevard

AUTEURS

Michel CYROT

Professeur à l'Université Joseph Fourier - Grenoble

Michel DÉCORPS

Directeur de Recherche à l'INSERM, Directeur de l'unité 438 INSERM - Grenoble

Bernard DIENY

Ingénieur au CEA - Grenoble

Olivier GEOFFROY

Maître de Conférences à l'Université Joseph Fourier - Grenoble

Damien GIGNOUX

Professeur à l'Université Joseph Fourier - Grenoble

Claudine LACROIX

Directeur de Recherche au CNRS - Grenoble

Jean LAFOREST

Ingénieur de Recherche au CNRS - Grenoble

Philippe LETHUILLIER

Ingénieur à l'Université Joseph Fourier - Grenoble

Pierre MOLHO

Chargé de Recherche au CNRS - Grenoble

Jean-Claude PEUZIN

Directeur de Recherche au CNRS - Grenoble

Jacques PIERRE

Directeur de Recherche au CNRS - Grenoble

Jean-Louis PORTESEIL

Professeur à l'Université Joseph Fourier - Grenoble

Pierre ROCHETTE

Professeur à l'Université d'Aix-Marseille 3

Michel-François ROSSIGNOL

Professeur à l'Institut National Polytechnique - Grenoble

Michel SCHLENKER

Professeur à l'Institut National Polytechnique - Grenoble

Christoph SEGEBARTH

Directeur de Recherche à l'unité 438 INSERM - Grenoble

Yves SOUCHE

Ingénieur de Recherche au CNRS - Grenoble

Etienne du TRÉMOLET de LACHEISSERIE

Directeur de Recherche au CNRS - Grenoble

Jean-Paul YONNET

Directeur de Recherche au CNRS - Grenoble

EXTRAITS

Sachant que la température de Curie est donnée par :

$$T_C = \frac{1}{2} \left(T_M + \sqrt{T_M^2 + 4T_{RM}^2} \right)$$

et en supposant que T_M , contribution à T_C des interactions dominantes M-M, est à peu près constant (en fait, il évolue un peu du lanthane au lutécium), on peut déduire la valeur de T_{RM} , puis de n_{RM} , de la mesure de T_C .

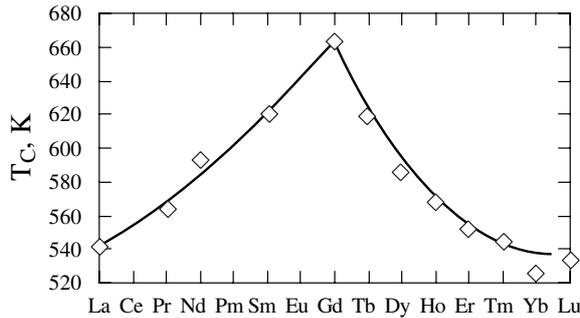


Figure 15.52 - Evolution de la température de Curie des composés $R_2Fe_{14}B$ en fonction de la terre rare alliée

A titre d'exemple, n_{RFe} a été déduit de la température de Curie des composés $R_2Fe_{14}B$ (figure 15.52). n_{RFe} décroît d'un facteur 3 du composé avec Pr au composé avec Tm (voir figure 15.53-a). Un comportement semblable est observé avec toutes les séries de composés R-M. Considérant la similitude

des structures de bande à travers une série donnée de composés, les interactions 5d-3d doivent être sensiblement constantes. La variation de n_{RFe} révèle donc une diminution des interactions 4f-5d. Celle-ci a été reliée au fait que la distance entre les couches 4f et 5d (figure 15.53-b) augmente notablement à travers la série des terres rares, de La à Lu.

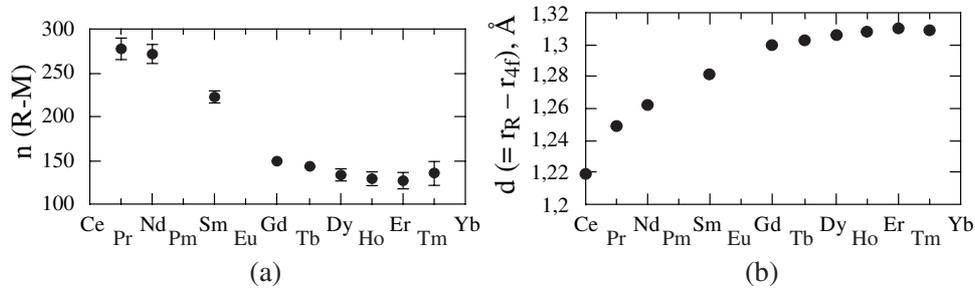


Figure 15.53 - Evolution en fonction de la terre rare considérée (a) du coefficient n_{RM} et (b) de la distance entre les couches 4f et 5d dans les composés $R_2Fe_{14}B$

6.3.2. Couplage R-M = ferromagnétisme ou ferrimagnétisme

Le couplage antiparallèle entre moments de spin M et R se combine au couplage spin-orbite sur le site R (voir figure 15.54) : S_M est couplé à S_R par échange via un électron d, et S_R est couplé à L_R via le couplage spin-orbite.

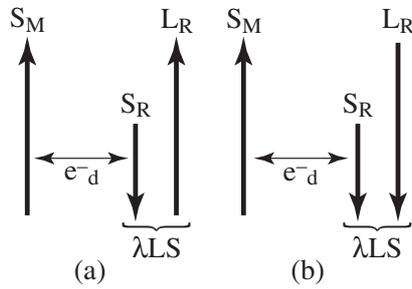


Figure 15.54 - Disposition relative des moments magnétiques dans les composés R-M

- (a) R = terre rare légère (1ère série)
- (b) R = terre rare lourde (2ème série)

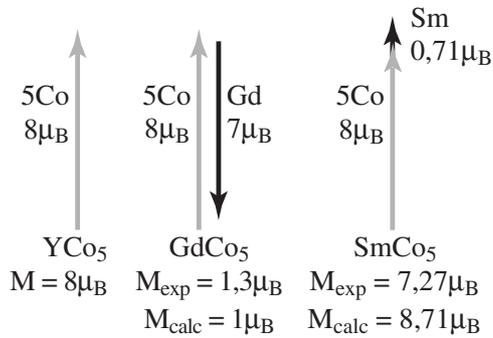


Figure 15.55 - Moment magnétique résultant pour trois composés RCo₅

Pour les éléments de terres rares lourds (de Gd à Tm), L et S sont parallèles, et les moments totaux de M et R sont antiparallèles. Pour les éléments de terres rares légers (Pr, Nd et Sm), L et S sont antiparallèles et $L\mu_B > 2S\mu_B$, les moments globaux de M et R sont parallèles. C'est en raison de ce couplage ferromagnétique qu'au sein d'une série de composés donnée, l'aimantation est plus forte dans les composés avec les éléments de terres rares légers (voir figure 15.55 et, à titre d'exemples, l'aimantation des composés RCo₅ ou R₂Fe₁₄B sur la figure 15.56).

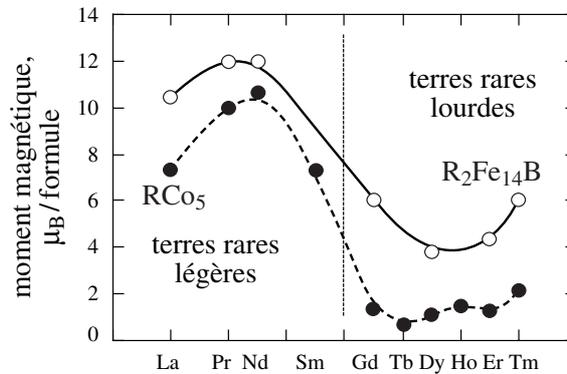


Figure 15.56 - Moments magnétiques des composés RCo₅ et R₂Fe₁₄B

6.3.3. Anisotropie magnétocristalline dans les composés R-M de structure cristallographique uniaxiale : axe privilégié ou plan privilégié

La distribution électronique, définie – comme nous l'avons dit au § 5.1.2.2 – par l'échange et le couplage spin-orbite, prend la forme la plus asphérique possible, compatible avec le remplissage de la couche 4f. L'asphéricité est caractérisée par le signe d'un coefficient noté α_J (coefficient de Stevens) : $\alpha_J > 0$ lorsque la distribution est allongée dans la direction du moment (cas du samarium, par exemple), $\alpha_J < 0$

6.2. LE MODÈLE D'ANISOTROPIE ALÉATOIRE

Il s'agit maintenant de comprendre pourquoi le matériau mixte n'a pas l'anisotropie de la phase Fe-Si. Le concept central est celui d'*anisotropie aléatoire*, initialement introduit à propos des amorphes de terres rares à forte anisotropie locale, mais qui s'adapte facilement au problème des matériaux nanocristallins [23, 24]. En l'absence d'échange, chaque moment magnétique s'orienterait indépendamment des autres suivant la direction locale de facile aimantation. L'énergie d'échange impose le parallélisme des moments à une échelle plus courte que la longueur caractéristique $L = \sqrt{A/K}$, où A et K sont respectivement les constantes d'échange et d'anisotropie. Si L est supérieure à la longueur de corrélation de l'anisotropie, les moments magnétiques ne peuvent plus suivre les fluctuations de la direction facile.

La question se pose de savoir quelle valeur de K doit entrer dans le calcul de L. Le modèle d'anisotropie aléatoire suppose que c'est le résultat de la moyenne des anisotropies locales sur un volume de l'ordre de L^3 . Il s'agit en définitive d'un modèle autocohérent : l'anisotropie effective détermine l'échelle sur laquelle s'effectue l'intégration de l'anisotropie aléatoire locale, le résultat de l'intégration définissant à son tour l'anisotropie effective. On présente ci-dessous l'application de ce modèle aux matériaux nanocristallins. La longueur de corrélation de l'anisotropie est dans ce cas de l'ordre du diamètre moyen D des grains cristallins. Etant donnée la nature schématique du modèle, toutes les constantes numériques sont volontairement assimilées à l'unité.

Soit K_1 la constante d'anisotropie de la phase cristalline. Un volume de côté L contient $N = (L/D)^3$ grains.

Si les directions d'anisotropie des grains sont distribuées au hasard, la loi des grands nombres prévoit pour ce volume une anisotropie résultante de moyenne nulle et d'écart type $K = K_1 / \sqrt{N} = K_1 (D/L)^{3/2}$. L'introduction dans l'expression de L de cette valeur, dépendant elle-même de L, donne $L = A^2 K_1^{-2} D^{-3}$, et par suite $K = K_1^4 A^{-3} D^6$. Le point essentiel est la variation très rapide de l'anisotropie effective *suivant la sixième puissance de la taille des grains*. Avec les ordres de grandeur suivants : $A = 10^{-11} \text{ J.m}^{-1}$, $K_1 = 10 \text{ kJ.m}^{-3}$, $D = 10 \text{ nm}$, $J_s = 1 \text{ T}$, on prévoit une anisotropie effective très faible : $K = 10 \text{ J.m}^{-3}$. Le champ coercitif est le champ typique capable de vaincre cette anisotropie effective. Il est donné par $J_s H_c = K$, soit $H_c = K_1^4 A^{-3} D^6 / J_s$.

Une hypothèse essentielle dans ce modèle est la continuité de l'échange qui permet de considérer le milieu mixte comme un milieu moyen. Sa disparition entraîne celle des propriétés magnétiques douces. C'est le cas en particulier lors d'une élévation de température. La phase amorphe qui a la plus basse température de Curie a tendance à devenir paramagnétique, d'où disparition du couplage d'échange. Le champ coercitif passe ainsi d'une fraction d'ampère par mètre à plusieurs dizaines d'ampères par mètre entre la température ambiante et 400°C.

Au-delà de son caractère schématique, le modèle d'anisotropie aléatoire présente une lacune déjà signalée dans [24] : il ignore les effets dipolaires, pourtant essentiels dans les matériaux doux. Un bilan plus complet des énergies mises en jeu doit inclure le terme magnétostatique lié à la non-uniformité du vecteur aimantation. Ce terme brise en effet l'isotropie statistique des fluctuations de direction des moments en favorisant l'allongement des volumes de corrélation dans la direction de l'aimantation locale. L'effet de filtrage du terrain aléatoire d'anisotropie s'en trouve modifié, probablement dans un sens favorable du fait de l'accroissement du volume d'intégration.

La figure 16.20 illustre l'effet de la longueur de corrélation du terrain aléatoire et montre comment deux stratégies opposées conduisent toutes deux à des matériaux très doux. L'une consiste à moyenniser des fluctuations à très courte échelle, 10 nm dans les matériaux nanocristallins, moins de 1 nm dans les amorphes. A l'opposé, les grains les plus gros donnent les plus faibles champs coercitifs dans les matériaux cristallins classiques.

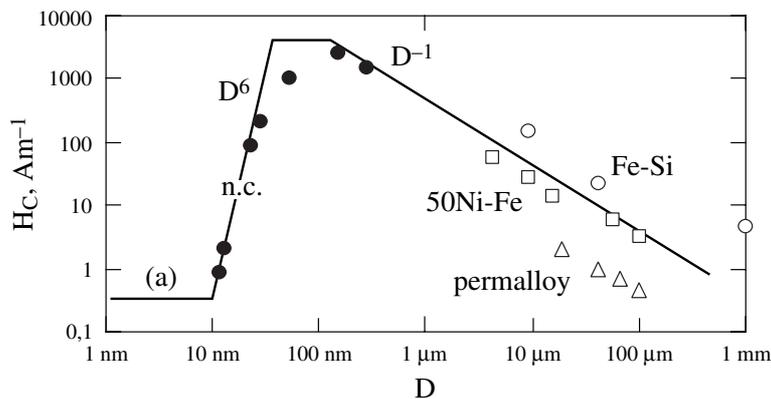


Figure 16.20 - Champ coercitif (H_c) en fonction de la taille des grains (D) pour diverses familles de matériaux doux (d'après [21])

Amorphes (a), nanocristallisés (n.c.) et cristallins (Fe-Si, 50FeNi et Permalloy)

6.3. USAGES DES NANOCRISTALLINS

Leur haute perméabilité et leur faible dissipation d'énergie en régime alternatif (voir tableau 16.7) les rendent compétitifs pour les dispositifs de sécurité (disjoncteurs différentiels), les capteurs, les transformateurs à haute fréquence (au moins jusqu'à 100 kHz), les inductances de filtrage... La possibilité de jouer sur la valeur et la direction de l'anisotropie uniaxiale confère aux alliages nanocristallins la même polyvalence qu'aux Fe-Ni-Mo cristallins ou aux amorphes riches en cobalt. Ils présentent par rapport à ces derniers le double avantage d'une polarisation plus forte et d'une bonne stabilité thermique de leurs caractéristiques grâce à la température de Curie relativement élevée de la phase Fe-Si, ainsi qu'une stabilité dans le temps probablement meilleure. Ils présentent en revanche une importante fragilité.

7. PANORAMA DES MATÉRIAUX ET DES APPLICATIONS HYPERFRÉQUENCES

Les matériaux utilisés en hyperfréquence (tableau 17.4) sont décrits en détail par Von Aulock [29] et plus récemment par Nicolas [35]. Aux spinelles et aux hexa-ferrites, déjà très partiellement décrits au paragraphe 6, s'ajoutent les grenats ferrimagnétiques découverts à Grenoble à la fin des années cinquante, par Bertaut et Forrat [36].

Tableau 17.4 - Principaux matériaux utilisés en hyperfréquences

Spinelles	(Mg-Zn) Fe ₂ O ₄ , (Mn-Zn)Fe ₂ O ₄ , (Ni -Zn) Fe ₂ O ₄ , Li _{0,5} Fe _{2,5} O ₄
Hexaferrites	type M : Ba Fe ₁₂ O ₁₉ et substitués (axe facile) ; type Y, Z (plan facile)
Grenats	YIG : Y ₃ Fe ₅ O ₁₂ , YIG substitué (Ga, Al, Cr, In, Sc) et YIG substitué par des terres rares (La, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Yb, Lu)

7.1. GRENATS FERRIMAGNÉTIQUES

La formule de base des grenats ferrimagnétiques est R₃Fe₅O₁₂ où R est une terre rare (avec toutefois une restriction sur le rayon ionique – voir référence [29]) ou bien l'yttrium. Ces composés cristallisent dans le système cubique, mais leur structure est beaucoup plus compliquée que celle des spinelles. On trouvera dans la référence [29] une description assez complète des propriétés chimiques, structurales et magnétiques de cette famille extrêmement riche, compte tenu des nombreuses substitutions possibles à la formule de base.

Parmi tous ces composés, le grenat de fer et d'yttrium Y₃Fe₅O₁₂ désigné en général par l'abréviation YIG (pour *Yttrium Iron Garnet*) joue un rôle prépondérant en raison de son amortissement de rotation particulièrement faible, qui conduit à des raies de résonance ferromagnétique très étroites.

La résonance est normalement étudiée sur des sphères obtenues à partir d'une céramique ou d'un cristal massif en travaillant à fréquence d'excitation f fixe et en faisant varier le champ de polarisation statique, ce qui simplifie à la fois le problème de la génération du signal d'excitation et de la circuiterie hyperfréquence (en fait, c'est un peu moins vrai actuellement, depuis l'avènement des analyseurs de réseau numériques).

La sphère peut être placée dans un guide d'onde fermé par un piston de court-circuit à la distance d (voisine de la demi-longueur d'onde) de celui-ci et l'on mesure le coefficient de réflexion (figure 17.19).

La variation de celui-ci en fonction du champ de polarisation H au voisinage de la résonance prend l'allure d'un pic d'absorption dont la largeur à mi-hauteur ΔH caractérise l'amortissement. On observe couramment dans le YIG à 9 GHz des valeurs de $\mu_0 \Delta H$ de l'ordre de 0,3 mT dans les céramiques et de 0,03 mT dans les monocristaux.

Il est souvent plus significatif de caractériser la résonance par son *facteur de qualité* $H/\Delta H$, où H est le champ de résonance à la fréquence considérée. Sachant que pour le YIG, $\gamma = 28 \text{ GHz/T}$, il vient pour $f = 9 \text{ GHz}$, $\mu_0 H = 0,35 \text{ T}$ d'où $Q \sim 1\,000$ pour les céramiques et $Q \sim 10\,000$ pour les monocristaux. Ces fortes valeurs du facteur de qualité sont absolument essentielles dans les applications aux filtres et oscillateurs qui sont décrites plus loin.

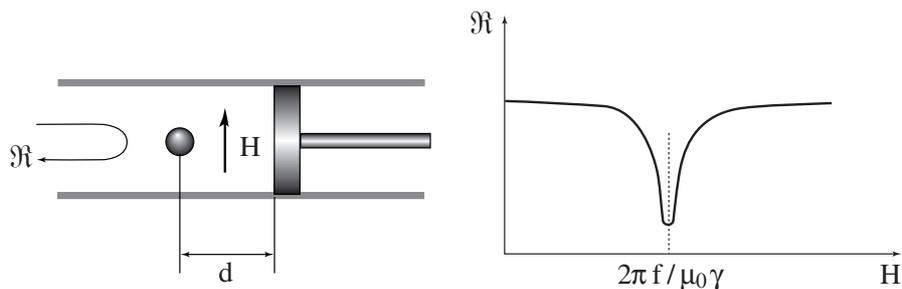


Figure 17.19 - Mesure de la largeur de la raie de résonance uniforme sur des sphères de ferrite

7.2. APPLICATIONS HYPERFRÉQUENCES

Les dispositifs dits non réciproques constituent l'application à la fois la plus spécifique et la plus classique des ferrites en hyperfréquences. Ils sont décrits notamment par Waldron [4]. Nous les discuterons brièvement ici et nous décrirons aussi une application plus récente, le résonateur à YIG.

7.2.1. Dispositifs non réciproques

Tous ces dispositifs mettent en œuvre la propriété de gyrotropie des ferrites aimantés, c'est-à-dire la différence entre les perméabilités circulaires μ_+ et μ_- . Nous ne ferons ici qu'en illustrer les principes en introduisant d'abord ce que l'on appelle l'effet Faraday micro-onde. On sait que, dans un milieu isotrope de constante diélectrique ϵ et de perméabilité relative μ , une onde plane électromagnétique à polarisation rectiligne se propage (sans modification) à la vitesse de phase $c(\epsilon\mu)^{-1/2}$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide. En ce sens, les ondes planes à polarisation rectiligne sont des modes propres électromagnétiques (dégénérés) du milieu isotrope.

Dans un ferrite aimanté selon la direction Oz , les deux modes propres sont à polarisations *circulaires et opposées*. En d'autres termes, les champs qui se propagent sans modification selon Oz sont des champs tournants, l'un dans le sens positif, et l'autre dans le sens négatif et leurs vitesses de phase sont respectivement $c(\epsilon\mu_+)^{-1/2}$ et $c(\epsilon\mu_-)^{-1/2}$. Les opticiens parlent dans ce cas de biréfringence circulaire. Il est important de noter que les sens de polarisation circulaire sont ici définis par rapport à la direction de l'aimantation du ferrite et non par rapport à la direction de propagation de l'onde.

2.3. APPLICATIONS DU TERFENOL-D AUX ACTIONNEURS

En raison de sa très forte magnétostriction, l'alliage Terfenol-D est apte à développer des forces importantes et à engendrer des mouvements rapides et précis, avec une puissance notable. Les principales applications industrielles du Terfenol-D concernent des actionneurs linéaires, où un barreau magnétostrictif, polarisé par un champ statique et généralement soumis à une contrainte compressive, s'allonge sous l'influence d'un champ d'excitation quasi-statique ou dynamique.

Quelques exemples de réalisations concrètes vont illustrer maintenant les précautions à prendre pour tirer le meilleur parti de ce matériau bien particulier, dont le domaine d'application est très vaste : électrovannes (injection de fuel, applications cryogéniques, ...), micro-pompes (têtes d'imprimantes à jet d'encre), positionnement automatique d'outils avec compensation d'usure (machines-outils), atténuation active des vibrations, relais rapides, embrayages, actionneurs auto-bloquants (robotique), obturateurs rapides, mise au point automatique (optique), freinage sous champ (quand un barreau de Terfenol-D s'allonge, son diamètre diminue). Des informations plus détaillées se trouvent dans un ouvrage de synthèse publié récemment [7].

2.3.1. Actionneur linéaire

Un exemple d'actionneur linéaire est présenté sur la figure 18.4. On y voit combien les deux aspects magnétique et mécanique sont intimement imbriqués : il est alors souhaitable de modéliser l'ensemble afin d'en optimiser les performances. Des logiciels appropriés ont été développés dans ce but, et la société grenobloise CEDRAT (F38-Meylan) est experte dans l'étude et la modélisation des dispositifs actifs à base de Terfenol-D, sonars ou actionneurs.

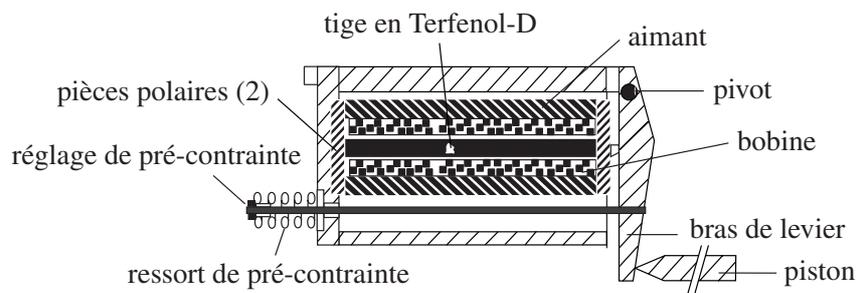


Figure 18.4 - Un exemple d'actionneur linéaire
(Documentation Etrema Products, Ames, IA, USA.)

2.3.2. Actionneur différentiel

Un autre prototype mérite d'être présenté ici car, partant de deux mouvements rectilignes, il permet de réaliser un mouvement de rotation de l'axe mobile (figure 18.5).

6.4. L'ANCRAGE DES VORTEX

Créer un vortex demande une énergie puisqu'il faut détruire la supraconductivité dans un tube de rayon ξ . S'il existe dans le matériau une inclusion d'un matériau qui ne devient pas supraconducteur et si le vortex traverse cette inclusion, son énergie sera diminuée puisque la supraconductivité n'a pas à être détruite dans l'inclusion.

Pour sortir le vortex de cette position, il faudra que le courant soit assez important pour créer une force susceptible de le désancrer. Le courant pourra donc circuler sans dissipation tant que le vortex restera ancré. En fait, il faut ancrer l'ensemble du réseau de vortex. Le principe reste le même, mais le calcul du courant qui désancre le réseau c'est-à-dire le courant critique, devient un problème très compliqué que nous n'aborderons pas ici. Toutefois, nous pouvons maintenant comprendre l'irréversibilité observée dans l'aimantation.

S'il y a des défauts dans le supraconducteur, la pression magnétique a de la peine à faire rentrer les vortex dans le supraconducteur car les centres d'ancrage s'opposent à leur déplacements. De même, une fois les vortex rentrés si l'on diminue le champ magnétique, les vortex ne sortiront pas facilement et l'état d'équilibre ne sera pas atteint. Il y a donc une irréversibilité dans l'aimantation. On peut en fait relier cette irréversibilité au courant que peut supporter le supraconducteur sans dissipation puisque les deux phénomènes ont la même origine. Si on appelle ΔM la différence entre l'aimantation mesurée en champ croissant et celle mesurée en champ décroissant (figure 19.15), on a la relation approximative :

$$I_c = 2 \Delta M / d \quad (19.30)$$

où d est la dimension de l'échantillon ou celle des grains pour un échantillon granulaire.

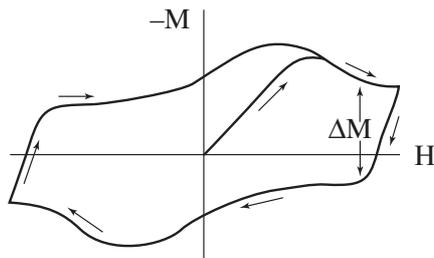


Figure 19.15 - Courbe d'aimantation caractéristique d'un supraconducteur de type-II

L'hystérésis ΔM pour un champ donné est une mesure de la densité de courant critique I_c . Dans la relation (19.30), d représente l'épaisseur de l'échantillon, ou la dimension des grains dans le cas d'un spécimen céramique polycristallin.

Le problème des courants critiques dans les supraconducteurs de type II est donc un problème technologique. Il faut créer des défauts qui ancrent les vortex. Par exemple, les dislocations favorisent l'ancrage, mais la taille des entités supraconductrices joue aussi un rôle. Les fils supraconducteurs vendus dans le commerce ont en fait une structure très compliquée. Certains supraconducteurs peuvent supporter 10^7 A/cm². Si l'on compare cette densité de courant à la densité maximale que peut supporter un fil de cuivre qui est de l'ordre de 10^3 A/cm², on comprend l'intérêt de ces matériaux.

L'anisotropie de la magnétorésistance (AMR) a alors les allures présentées sur la figure 20.15, selon la direction relative du courant et du champ par rapport aux axes de facile et de difficile aimantation. En couches minces, l'amplitude relative d'AMR diminue pour des épaisseurs inférieures à environ 50 nm du fait du rôle croissant de la diffusion des électrons par les surfaces extérieures. Le phénomène d'AMR est aujourd'hui utilisé dans des têtes magnétorésistives associées aux disques durs d'ordinateurs à haute densité ($> 0,5 \text{ Gbit/cm}^2$) et dans d'autres types de capteurs de champs magnétiques (voir la référence [40] et le § 6.6 de ce chapitre).

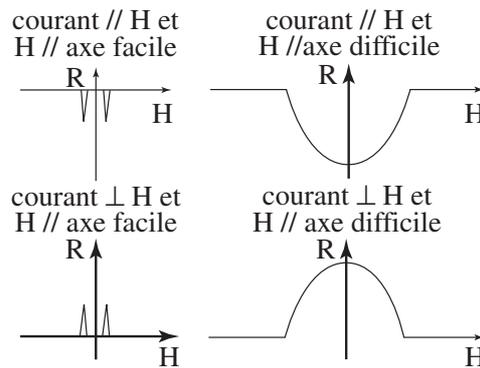


Figure 20.15 - Représentation schématique de l'anisotropie de la magnétorésistance d'une couche mince ferromagnétique ayant une anisotropie uniaxiale bien définie

5.3.2. L'effet de magnétorésistance géante (GMR)

L'effet de magnétorésistance géante a été découvert en 1988 dans des multicouches $(\text{Fe } 3 \text{ nm}/\text{Cr } 0,9 \text{ nm})_{60}$ [41]. En fait, deux propriétés remarquables ont été observées dans ces systèmes.

La première est l'existence d'un couplage antiferromagnétique entre les aimantations des couches de Fe à travers le Cr (voir § 4). Ce couplage tend à aligner les aimantations des couches de Fe successives de façon antiparallèle en champ magnétique nul. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le plan de la structure, les aimantations tournent dans la direction du champ jusqu'à devenir parallèles au champ à saturation.

La deuxième observation remarquable faite sur ces multicouches est que ce changement d'orientation relative des aimantations des couches de fer successives s'accompagne d'une diminution très importante de la résistance électrique de la structure comme illustrée par la figure 20.16.

Depuis cette première observation, des effets de magnétorésistance géante ont été observés dans de nombreux autres systèmes de la forme $B t_B / n * (F t_F / N M t_{NM}) / C t_C$ où B désigne une couche tampon destinée à promouvoir la croissance de la structure, n, le nombre de répétition de la période élémentaire (F/NM), F, un métal de transition ferromagnétique (Fe, Co, Ni et la plupart de leurs alliages), NM un métal

bon conducteur non-magnétique (de transition : V, Cr, Nb, Mo, Ru, Re, Os, Ir, ou noble : Cu, Ag, Au ...), et t_x , l'épaisseur de la couche correspondante X.

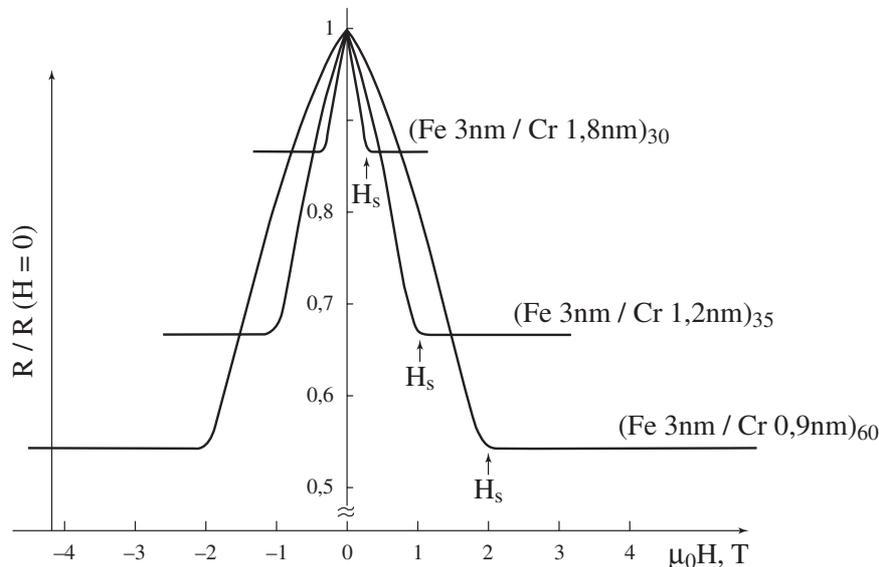


Figure 20.16 - Résistance normalisée en fonction du champ magnétique

Résultats observés à $T = 4K$ pour plusieurs multicouches (Fe/Cr) couplées antiferromagnétiquement, d'après [41]. Le courant et le champ magnétique sont parallèles au plan du film.

L'amplitude de magnétorésistance géante dépend beaucoup de la paire (F, NM) de matériaux considérés et des épaisseurs des différentes couches. Elle varie de 0,1% dans des multicouches à base de V ou de Mo à plus de 100% dans des multicouches (Fe/Cr) [41, 42] ou (Co/Cu) [43, 44]. Dans toutes ces structures, on a observé que la magnétorésistance géante était associée à un changement de l'orientation relative des aimantations des couches magnétiques successives [41, 45].

Deux paramètres principaux sont utilisés pour quantifier la magnétorésistance géante. Le premier est son amplitude souvent définie par $\Delta R/R = (R - R_{sat})/R_{sat}$ où R_{sat} désigne la résistance à saturation, c'est-à-dire celle que l'on mesure dans la configuration magnétique parallèle, et le deuxième est la variation de champ ΔH nécessaire pour observer toute l'amplitude de GMR. Pour beaucoup d'applications, le facteur de mérite du matériau est le rapport $(\Delta R/R)/H_{sat}$.

5.3.3. Origine physique de la magnétorésistance géante

Le phénomène de GMR résulte de la combinaison de trois facteurs :

- ◆ comme les épaisseurs des couches individuelles (de l'ordre du nm) sont inférieures ou comparables aux libres parcours moyens électroniques, les électrons ont la possibilité de passer d'une couche magnétique à l'autre à travers les couches séparatrices non magnétiques ;

Le modèle de Karlqvist est relativement satisfaisant pour les têtes les plus classiques à circuit ferrite dans lesquelles la longueur de la partie en contact ou très proche du milieu d'enregistrement est effectivement grande devant l'épaisseur de l'entrefer (conformément au schéma de la figure 21.4). Et cela reste encore vrai dans les produits les plus récents que sont les têtes *intégrées planaires* (figure 21.6) [13].

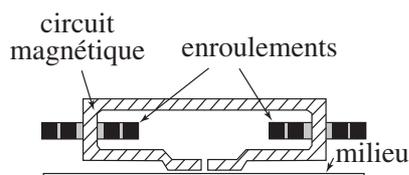


Figure 21.6 - Schéma de principe d'une tête intégrée planaire

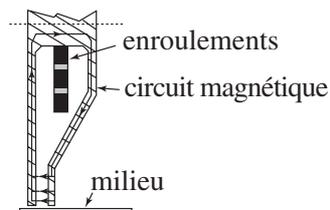


Figure 21.7 - Schéma d'une tête "couche mince verticale"

Dans les têtes dites en *couches minces verticales* [2], [14], qui sont apparues dans les années 80, le circuit magnétique est constitué de couches magnétiques douces qui s'approchent du milieu dans un plan perpendiculaire à la piste et dont l'épaisseur n'est pas beaucoup plus grande que celle de l'entrefer (figure 21.7). Le modèle de Karlqvist est clairement inadéquat dans ce cas. Des calculs adaptés à cette géométrie ont été publiés dès 1963 [15]. Les méthodes numériques ont été également mises à contribution (voir par exemple la référence [13] pour une revue bien documentée).

Dans beaucoup de modèles, on fait l'hypothèse que la perméabilité du circuit magnétique est infinie ou du moins homogène et isotrope et l'on se limite à un calcul statique. Mais dans les modèles les plus complets, où l'on cherche à interpréter les limites ultimes, en particulier des têtes couches minces ou intégrées planaires, on pousse la sophistication bien au-delà de la simple prise en compte d'une perméabilité finie homogène et isotrope, dont la signification n'est d'ailleurs plus assurée lorsque la taille des domaines est du même ordre que les dimensions géométriques du problème. On est alors amené à tenir explicitement compte de la structure en domaines des couches pour déterminer (numériquement) la réponse, celle-ci étant de surcroît, calculée en régime dynamique. Concernant les effets dynamiques, et notamment la réponse en fonction de la fréquence en régime sinusoïdal, le lecteur pourra aussi consulter le chapitre 17 de ce livre.

4.2. STABILITÉ DE L'AIMANTATION ÉCRITE

Le paragraphe précédent traite de la forme du champ produit par la tête, et nous allons plus loin utiliser ces résultats pour décrire, au moins de façon semi-quantitative, le processus d'écriture. Toutefois, avant d'aborder ce problème, il est utile d'examiner les conditions dans lesquelles une distribution d'aimantation *donnée* dans la couche reste stable en l'absence du champ d'écriture. Il s'agit là d'un aspect du problème fondamental de la stabilité de la rémanence, à rapprocher de celui – fort différent tout de même – traité au paragraphe 3.1.2 de ce chapitre.

Pour le traiter, nous allons définir *a priori* une distribution d'aimantation *standard* suffisamment représentative de celles rencontrées effectivement dans les milieux enregistrés :

$$M_x = M = (2/\pi) M_s \text{Arctg}(x/a) \quad (21.10)$$

Cette distribution dite *en arctangente* correspond à une transition isolée d'un état saturé $M_x = -M_s$ à l'état saturé $M_x = +M_s$.

Ici, O_x reste bien entendu l'axe parallèle à la piste, et l'on suppose que \mathbf{M} ne dépend ni de la coordonnée z mesurée selon la largeur de ladite piste, ni de la coordonnée y mesurée selon l'épaisseur du milieu. Enfin, on néglige la composante normale M_y de \mathbf{M} . La quantité $2a$ peut être considérée comme la *longueur* de la transition.

Cette variation d'aimantation produit une densité de pôles $\rho = -\text{div}(\mathbf{M}) = -dM/dx$ qui, à son tour, est à l'origine d'un champ démagnétisant \mathbf{H}_d .

On peut encore supposer que l'épaisseur h de la couche magnétique reste très faible devant la longueur de transition $2a$. Cette approximation n'est pas indispensable, mais elle simplifie les calculs, elle est cohérente avec l'hypothèse d'uniformité de $M(x)$ en profondeur et enfin, elle reste suffisamment réaliste.

La couche magnétique se réduit alors au plan Oxz portant une distribution *surfactive* de masses magnétiques de densité $-h(dM_x/dx)$. On a alors :

$$2\pi(x-x')dH_d = -(2M_s h/a\pi) \frac{dx'}{1+(x'/a)^2} \quad (21.11)$$

On met ici à profit le théorème de Gauss pour exprimer le champ élémentaire produit en x par la ligne de masses magnétiques de densité linéique $-h(dM/dx')$ placée en x' . Notons que ce champ n'a qu'une seule composante, selon O_x . Il vient :

$$H_d = -(M_s h/\pi^2 a) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx'}{(x-x')(1+(x'/a)^2)} \quad (21.12)$$

ce qui donne, après quelques manipulations simples :

$$H_d = -(M_s h/\pi a) \frac{x/a}{1+(x/a)^2} \quad (21.13)$$

On voit que le champ démagnétisant s'annule en $x = 0$, c'est-à-dire au milieu de la transition. Il est par ailleurs maximum, égal à $\pm(1/2)(M_s h/\pi a)$ pour $x = \pm a$, respectivement. Si H_C est le champ coercitif du matériau, le critère de stabilité s'écrit alors simplement $(1/2)(M_s h/\pi a_0) = H_C$, soit :

$$2a_0 = M_s h/\pi H_C \quad (21.14)$$

La longueur *minimum* d'une transition *stable* est donc proportionnelle à l'aimantation spontanée du matériau, à l'épaisseur de la couche et à l'inverse de sa coercitivité. Pour augmenter la densité maximum de bits (qui est de l'ordre de $1/2a_0$), il faut donc soit diminuer $M_s h$ soit augmenter H_C . Toutefois, comme nous le verrons dans la suite, il

n'est pas recommandé de diminuer $M_s h$, car cela entraîne une diminution du signal de lecture. C'est pourquoi les améliorations actuellement étudiées pour les matériaux portent essentiellement sur l'augmentation du champ coercitif. Rappelons que la formule (21.14) repose sur l'approximation $2a_0 \gg h$, ce qui suppose $H_C \ll M_s / \pi$. Si H_C devient comparable à M_s il faut revenir à un calcul plus exact [2] et en fait on trouve (en supposant toujours une distribution unidimensionnelle d'aimantation) que la transition peut devenir infiniment raide dès que $H_C \geq M_s$.

On peut aussi évaluer la densité maximum de bits stables dans un milieu en se donnant *a priori* une distribution d'aimantation *sinusoïdale*. Comme pour la distribution en arctangente étudiée ci-dessus, le calcul du champ démagnétisant reste très simple. La différence est que l'on rend compte ici de *l'interaction* magnétostatique *entre les bits* et pas du simple effet démagnétisant d'une transition isolée. Si p est la période de la distribution, (avec $p \gg h$), et si $K = 2\pi/p$, on suppose donc que :

$$M_x = M = M_s \sin(Kx) \quad (21.15)$$

On trouve alors :

$$H_d = -(1/2) K M_s h \sin(Kx) = -(1/2) K h M \quad (21.16)$$

L'application du critère de stabilité $H_d = H_C$ donne une période minimum p égale à :

$$p = 2\pi/K = M_s h / \pi H_C \quad (21.17)$$

Cette période doit être comparée au double de la longueur de la transition isolée, soit : $4a_0 = 2M_s h / \pi H_C$. On voit que p est deux fois plus petit que $4a_0$, ce qui signifie en pratique qu'un ensemble de transitions successives est plus stable qu'une seule transition isolée. Il s'agit là de l'effet de l'interaction magnétostatique entre bits. Une valeur "conservatrice" de la densité ultime de transition sera donc en définitive : $1/2a_0 = \pi H_C / M_s h$.

4.3. ECRITURE D'UNE TRANSITION PAR UNE TÊTE DE KARLQVIST

Nous venons d'étudier la stabilité d'une transition sans nous préoccuper de la manière dont elle avait été écrite, ce qui nous a permis en particulier de déterminer la longueur minimum de cette transition.

Cette longueur fixe en quelque sorte une limite ultime qui ne dépend que de la coercitivité du milieu d'enregistrement. Toutefois on peut aussi soupçonner qu'il existe une autre limite, éventuellement plus contraignante, résultant du processus d'écriture lui-même. Analysons ce processus d'écriture en considérant que le milieu reste fixe et que c'est la tête qui se déplace (figure 21.8) : soit x la coordonnée liée à la piste, u celle liée à la tête. Sur la piste initialement aimantée dans le sens négatif, on déplace de gauche à droite la tête alimentée en permanence par le courant nominal d'écriture I . Le champ d'écriture est supposé positif, et tend donc à renverser l'aimantation existante.

Si le courant d'écriture est suffisant, on comprend que le déplacement de la tête produise un front de retournement d'aimantation, *stationnaire par rapport à la tête*,

subdivisé en domaines, les particules sont attirées par les champs de fuite et viennent décorer les parois des domaines. Dans les années 1940, on a réalisé des fluides magnétiques avec de la poudre de fer dans de l'huile, avec des grains de l'ordre du μm ou plus, pour les utiliser dans des freins ou des embrayages. Mais ces liquides ne sont pas stables (les particules se déposent ou s'agglomèrent) et quand on applique un champ magnétique, ils deviennent solides. C'est dans les années 1960 que l'on a su réaliser, avec des particules de 3 à 15 nm, ce que l'on appelle des ferrofluides stables qui restent liquides même soumis à des champs intenses et qui présentent une susceptibilité magnétique suffisante pour se comporter comme des liquides magnétiques.

Ce chapitre présente un aperçu général de ces matériaux, de leurs propriétés et de leurs applications. Pour complément d'information, le lecteur pourra se reporter à l'ouvrage de référence, très complet, de R.E. Rosensweig [3], ainsi qu'à un article paru en français dans "La Recherche" [4], qui constitue une très bonne présentation des ferrofluides et renvoie à une bibliographie plus spécialisée. Enfin, tous les trois ans depuis 1983, les comptes-rendus de la "Conférence Internationale sur les Ferrofluides" [5] donnent une liste très complète de ce qui est publié sur les ferrofluides, tant sur les aspects fondamentaux que sur les aspects appliqués et les brevets. Les volumes des années 1993 et 1995 contiennent en particulier des articles de revue concernant les applications.

2. CARACTÉRISTIQUES D'UN FERROFLUIDE

Un ferrofluide est donc constitué de petites particules magnétiques en suspension dans un liquide porteur.

2.1. STABILITÉ

Une des caractéristiques d'un bon ferrofluide est sa stabilité :

- ◆ stabilité vis-à-vis des forces de gravitation : les particules ne doivent pas se déposer,
- ◆ stabilité vis-à-vis des gradients de champ magnétique : les particules ne doivent pas se regrouper dans les zones de champ intense,
- ◆ stabilité vis-à-vis de l'agglomération des particules sous l'effet des forces dipolaires ou des interactions de type Van der Waals.

Les conditions de cette stabilité conduisent d'abord à un critère de taille des particules, qui doivent être suffisamment petites pour que l'agitation thermique, le mouvement brownien des particules, s'oppose à la décantation ou à la concentration dans un gradient de champ magnétique. On peut avoir un ordre de grandeur des tailles de particules acceptables en comparant les termes d'énergie en jeu : énergie thermique : $k_B T$, énergie gravitationnelle : $\Delta\rho v g l$, énergie magnétique : $\mu_0 M_p H V$, où k_B est la

constante de Boltzmann, T la température absolue, $\Delta\rho$ la différence de densité entre les particules et le liquide, V le volume des particules, g la constante de gravitation, l la hauteur de liquide dans le champ de gravité, μ_0 la perméabilité du vide, M_p l'aimantation des particules et H le champ magnétique.

Le critère de stabilité vis-à-vis des forces de gravitation s'obtient en écrivant :

$$k_B T / (\Delta\rho V g l) \geq 1 \quad (22.1)$$

En considérant des particules sphériques de diamètre d , un $\Delta\rho$ de $4\,300 \text{ kg/m}^3$ (typique de la magnétite Fe_3O_4), un récipient de $0,05 \text{ m}$ de hauteur et une température de 300 K , on obtient $d \leq 15 \text{ nm}$.

Pour estimer la taille des particules assurant la stabilité vis-à-vis d'un gradient de champ, on considère que l'énergie magnétique $\mu_0 M_p H V$ correspond au travail fourni pour déplacer une particule d'aimantation M_p dans le fluide, depuis une région où le champ vaut H jusqu'à une région de champ nul. On écrit alors :

$$k_B T / (\mu_0 M_p H V) \geq 1 \quad (22.2)$$

En prenant une aimantation de $4,46 \times 10^5 \text{ A/m}$ ($5\,600 \text{ G}$, valeur pour la magnétite) et un champ maximum de $8 \times 10^4 \text{ A/m}$ ($0,1 \text{ T}$), on obtient $d \leq 6 \text{ nm}$.

La stabilité dans des gradients de champ semble donc plus contraignante et conduit à des particules de taille inférieure à 10 nm . Ces critères de stabilité supposent que les particules restent petites, en d'autres termes qu'elles ne s'agglomèrent pas. Or ce sont de petits dipôles et les interactions dipolaires tendent à les agglomérer. De même, à très courte distance, la force de Van der Waals entre particules est attractive. L'énergie thermique pour lutter contre l'agglomération d'origine dipolaire est du même ordre de grandeur que celle qui empêche la sédimentation. En revanche, l'agglomération d'origine Van der Waals est irréversible, car l'énergie nécessaire pour séparer deux particules une fois agglomérées est très grande. Il faut donc trouver un moyen d'empêcher les particules de trop se rapprocher. Ceci peut être réalisé :

- ◆ soit en recouvrant les particules d'une couche de polymère les isolant les unes des autres, ce sont les ferrofluides surfactés, le polymère en question étant un surfactant,
- ◆ soit en chargeant électriquement les particules qui se repoussent alors en raison de l'interaction coulombienne, ce sont les ferrofluides ioniques.

2.2. TYPES DE FERROFLUIDES ET FABRICATION

2.2.1. Ferrofluides surfactés

Le surfactant est constitué de chaînes de polymère, analogues à des molécules de savon, dont une extrémité vient s'adsorber à la surface des grains magnétiques et dont l'autre extrémité présente une affinité avec le liquide porteur. Les grains sont alors enrobés d'une couche de polymère qui les maintient à une certaine distance les uns

2.3. EXCITATION D'UN SYSTÈME DE SPINS EN PRÉSENCE DE GRADIENT : SÉLECTION DE TRANCHE

Nous considérons ici des échantillons ne comportant qu'une seule espèce moléculaire visible par RMN (par exemple l'eau). La procédure de sélection de tranche vise à engendrer une aimantation transversale dans une région bien définie de l'espace. Cette région doit être idéalement limitée par deux plans orthogonaux à une direction donnée, U , du laboratoire (voir la figure 23.15). La distance e entre les deux plans définit l'épaisseur de tranche. L'excitation des spins contenus dans une tranche de l'objet orthogonale à l'axe U et d'épaisseur e s'effectue naturellement à l'aide d'impulsions sélectives.

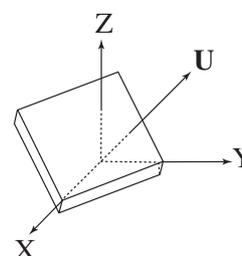


Figure 23.15
Sélection de tranche

Considérons un objet homogène placé dans un gradient de champ G_X , et appliquons une impulsion sélective (par exemple un sinc ou une gaussienne). Soit ΔF la largeur fréquentielle sur laquelle l'impulsion est efficace (largeur à mi-hauteur de la réponse fréquentielle, $M_{\perp}(F)$). Sachant que $F = F_0 + \gamma G_X X / 2\pi$, l'épaisseur de tranche e est reliée à l'intensité du gradient par la relation :

$$e = 2\pi \Delta F / \gamma G_X \quad (23.32)$$

On a par ailleurs :

$$F = F_0 + \gamma G_X X / 2\pi \quad (23.33)$$

Le centre de la région excitée (c'est-à-dire la position du centre de la tranche), X_t , se trouve située en $F = F_{rf}$, soit :

$$X_t = (F_{rf} - F_0) / 2\pi \gamma G_X \quad (23.34)$$

La procédure d'ajustement de la sélection de tranche est contenue dans les relations (23.32) et (23.34). La largeur fréquentielle ΔF est fixée dès lors que l'impulsion sélective est choisie (forme, amplitude, durée). *Le choix de l'épaisseur de tranche e détermine l'intensité du gradient (relation 23.32), tandis que la position de la tranche X_t est ajustée en agissant sur F_{rf} , fréquence du champ tournant (relation 23.34).* Pour des questions de phase du signal dans l'épaisseur de tranche, il est nécessaire de renverser le gradient pendant un temps de l'ordre de la demi-largeur d'impulsion après application de l'impulsion.

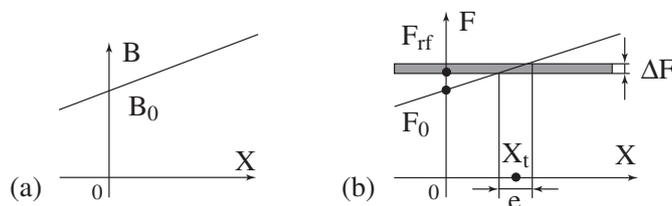


Figure 23.16 - Gradient X : Variation spatiale (a) du champ magnétique (b) de la fréquence de Larmor dans le référentiel du laboratoire

L'environnement peut être affecté par les champs magnétiques artificiels. Le long des lignes à haute tension on observe au sol un champ alternatif (50 Hz) pouvant atteindre le même ordre de grandeur que le champ statique naturel (10 μ T). L'éventualité d'effets biologiques engendrés par de telles intensités de champ magnétique alternatif reste controversée. Le courant de foudre cause autant de dégâts par l'impulsion de champ qu'il produit, et l'induction associée dans les circuits électriques, que par le passage direct du courant de foudre dans les installations. L'énorme amplification de ces phénomènes dans la "boule de feu" d'une explosion nucléaire atmosphérique, capable de détruire par survoltage les installations électriques sur une surface très étendue, justifie les notions d'armes et de guerre électromagnétiques.

7. LE CHAMP PASSÉ VU PAR LE PALÉOMAGNÉTISME

Le champ passé nous est accessible grâce au paléomagnétisme, dans la mesure où les conditions de fiabilité énoncées au § 5.1 sont remplies, où l'âge de l'acquisition de l'ARN est connu et où l'objet aimanté ne s'est pas déplacé depuis (en ce qui concerne l'application directionnelle). La courbe de variation séculaire depuis l'époque romaine, produite par E. Thellier et présentée sur la figure 24.8 a été obtenue en mesurant l'ATR de terres cuites archéologiques (parois de four, briques cuites sur place, etc.) bien datées et récoltées dans toute la France. On voit ainsi que la variation séculaire sur deux millénaires n'est pas le phénomène cyclique que pouvaient suggérer les mesures historiques ou la vision de la variation séculaire comme une précession d'un dipôle incliné. En revanche, au-delà de cet aspect chaotique, on voit que le champ moyen est statistiquement indistinct du champ calculé pour un dipôle axial centré.

Cet accord, qui pourrait être fortuit, se vérifie pour chaque région du globe où l'on dispose d'un nombre suffisant de données paléomagnétiques provenant de roches volcaniques datées des derniers Ma. On utilise les roches volcaniques car leur ARN_c est acquise en moins d'un an et donc ne risque pas d'avoir filtré la variation séculaire comme un sédiment. Si le champ est donc à notre échelle non dipolaire avec des variations complexes, il apparaît à l'échelle de 10³-10⁶ ans comme essentiellement composé d'un dipôle axial centré et d'un "bruit" aléatoire conduisant à une dispersion angulaire variant selon la latitude de 15 à 20° [16]. Cet état stable caractérise la plus grande partie des temps géologiques, mais il se produit parfois des instabilités d'ampleur nettement supérieure à la variation séculaire. On parle alors d'excursion, comme il y a 40 ka environ pendant une durée de l'ordre de 1 ka, où l'on a enregistré des directions de champ pratiquement opposées à celles du champ dipolaire actuel.

L'instabilité majeure du champ magnétique est cependant son inversion. Les études paléomagnétiques montrent en effet que le dipôle moyen terrestre s'est inversé de très nombreuses fois, la dernière remontant à 0,78 Ma (figure 24.10). L'observation d'aimantation inverse dans les roches anciennes, rapportée pour la première fois par Bruhnes au début du siècle dans les laves du Cantal, ne peut qu'exceptionnellement

s'expliquer par le phénomène d'autoinversion invoqué par L. Néel (voir § 5.1). Le processus d'inversion lui-même ne dure que quelques milliers d'années. En revanche la durée moyenne des périodes où le dipôle reste axial pointant vers le sud (état actuel dit normal) ou vers le nord (période inverse) est de 0,3 Ma pour les 5 derniers Ma.

Ce processus n'est pas cyclique : il obéit à une statistique poissonnienne. La construction de l'échelle de référence des inversions du champ géomagnétique (figure 24.10-b) est basée sur la compilation des polarités trouvées dans des roches bien datées, et sur l'utilisation des anomalies magnétiques de la croûte océanique. On peut retrouver la séquence d'inversion en fonction de la distance par rapport à l'axe de la dorsale où se forme la croûte océanique (figure 24.10-c), ou bien en fonction de la profondeur dans une séquence sédimentaire (figure 24.10-a).

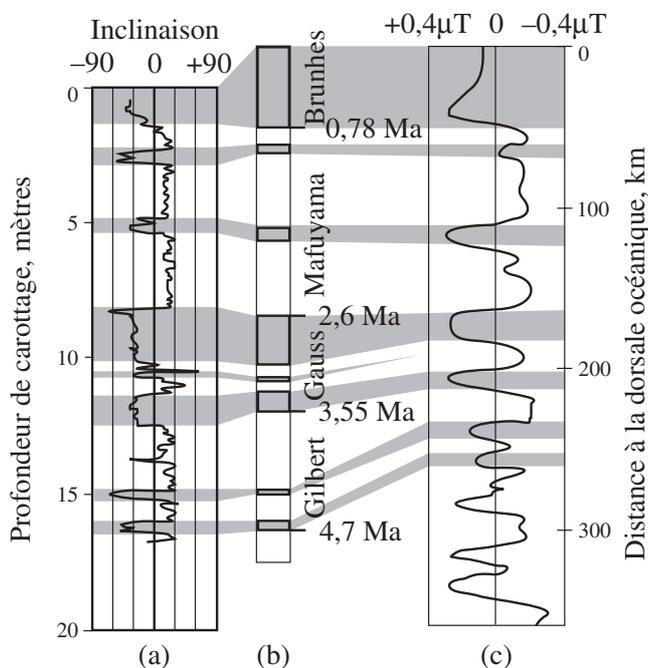


Figure 24.10 - Inversion du champ magnétique terrestre

- (a) exemple d'enregistrement de l'inclinaison de l'ARNc en fonction de la profondeur dans une carotte sédimentaire du sud de l'Océan Indien (inclinaison de -30 pour la polarité normale actuelle) corrélé à l'échelle (b) ;
- (b) échelle des inversions du champ magnétique terrestre pour les 5 derniers Ma montrant la succession des périodes normales (en gris comme l'actuelle) et inverses (en blanc) ;
- (c) exemple d'anomalies du champ magnétique enregistrées en surface de l'océan en s'éloignant de l'aplomb d'une dorsale océanique et corrélées à l'échelle de référence (b).

Cette échelle de polarité est fiable jusqu'à 180 Ma (âge de la plus ancienne croûte océanique). On sait qu'au-delà le champ possédait des caractéristiques similaires. Cependant il existe de longues périodes sans renversement (période inverse au Permien entre 265 et 325 Ma, ou normale au Crétacé entre 90 et 125 Ma).

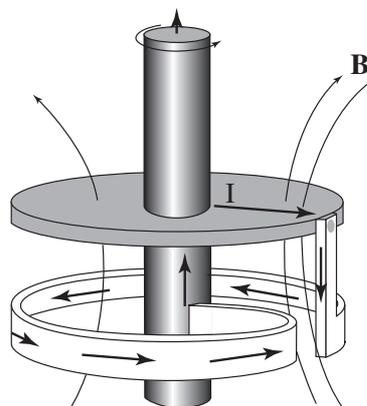
Du point de vue de l'intensité, le champ terrestre fluctue fortement, aussi bien pendant les périodes stables (par exemple g_{10} était 30% plus fort il y a 3 ka) que pendant les excursions ou les inversions (diminution d'un facteur 5 à 10). Ceci, ainsi que les enregistrements d'un même événement en différents points du globe, tend à prouver qu'excursions et inversions correspondent à la disparition temporaire du champ dipolaire et non à sa rotation progressive de 180° .

8. ORIGINE DU CHAMP DU NOYAU : L'EFFET DYNAMO

La possibilité d'entretenir un champ permanent par transformation d'énergie mécanique en un couple champ-courant auto-entretenu est qualifiée d'effet dynamo. Un dispositif de laboratoire très simple peut présenter ces propriétés : un disque conducteur tourne dans un champ \mathbf{B} induisant un courant I qui est injecté dans une boucle conductrice. Celui-ci crée un champ qui renforce le champ préexistant. A partir d'un seuil de vitesse de rotation, on peut supprimer le champ externe initiateur et obtenir un champ auto-entretenu. De plus, pour les mêmes dispositifs et sens de rotation, les deux polarités du champ sont possibles (figure 24.11). Ceci est bien analogue au comportement du champ terrestre qui présente deux états "stationnaires" opposés.

Figure 24.11 - Exemple de dispositif créant un champ auto-entretenu

Un disque conducteur (grisé) tourne dans un champ \mathbf{B} avec la vitesse ω . Le courant induit I dans le disque circule dans un circuit fixe (blanc) formant une boucle qui crée un champ de même sens que \mathbf{B}



A l'évidence ce qui se passe dans le noyau externe (liquide et conducteur, avec une température au sommet d'environ 3 000 K et une viscosité équivalente à celle de l'eau, figure 24.12-a) est éminemment plus complexe et une description sérieuse de la théorie actuelle de la géodynamo dépasse de très loin le cadre de ce livre [10, 14, 16]. Du point de vue énergétique, on montre que le maintien du champ terrestre dissipe par effet Joule de l'ordre de 10^{13} W. Cette énergie provient de la conversion d'une petite partie de l'énergie produite dans le noyau et qui s'échappe par convection thermique puis transfert de chaleur vers le manteau. Les sources d'énergie sont multiples : chaleur radioactive liée à la présence d'isotopes tels que K^{40} , chaleur latente de cristallisation et énergie potentielle de gravité liée à la cristallisation du liquide à l'interface noyau manteau et sa sédimentation au sommet de la graine.

de Marseille. La Société Industrielle de Combustible Nucléaire (SICN, 38113 Veurey-Voroize) a réalisé le développement de cette prothèse valvulaire mécanique active, qui doit être la première fabriquée en France (voir la figure 25.3).

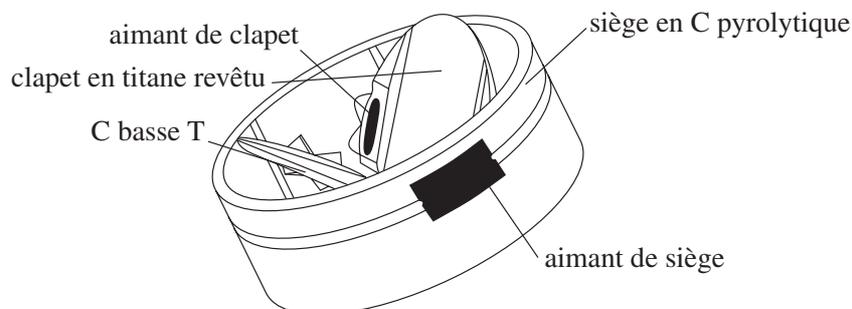


Figure 25.3 - Valve cardiaque active (Document SICN)

3.2. GUIDAGE MAGNÉTIQUE DE CATHÉTERS

Un nombre croissant d'interventions chirurgicales fait appel à des techniques de microchirurgie, qui nécessitent dans la phase préliminaire de diriger le micro-instrument vers le lieu de l'intervention. Généralement, ce micro-instrument est porté par un cathéter qui emprunte les vaisseaux sanguins ; il arrive parfois que, devant une bifurcation, le cathéter emprunte obstinément la mauvaise voie.

Il est impossible alors de pratiquer l'intervention et le malade peut succomber : c'est pourquoi, dès 1951, s'est développée la technique de guidage magnétique des cathéters intravasculaires, sous l'impulsion de Tillander en Suède [14]. Les premières applications ne concernèrent que des conduits suffisamment gros pour laisser passer ces outils qui étaient au départ assez volumineux : aorte, artères rénales et du pancréas.

La technique est toujours la même : un aimant est fixé à l'extrémité d'un cathéter flexible. Lors de la progression du cathéter dans l'artère ou la veine du patient, si le cathéter tend à prendre une voie qui n'est pas la bonne, l'application d'un gradient de champ magnétique *ad hoc* va dévier l'extrémité du cathéter dans une autre direction et permettre ainsi au micro-instrument de poursuivre sa progression vers l'objectif visé.

Cette technique remarquable n'a cessé de progresser, en particulier avec l'apparition d'aimants à beaucoup plus haute densité d'énergie qui, sous un volume notablement réduit, permettaient d'atteindre le même résultat !

De tels progrès ont permis par la suite d'appliquer cette technique à la neurochirurgie : c'est ainsi que, dans le cas des soins aux anévrismes, A. Lacaze (CNRS Grenoble) a développé un guidage magnétique qui met à profit les performances remarquables des aimants modernes à base de samarium-cobalt.

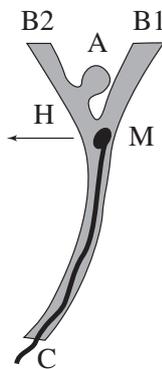


Figure 25.4
Soins sur anévrisme

La figure 25.4 illustre la mise en œuvre de cette technique : le cathéter C doit atteindre l'anévrisme A, mais il a tendance à vouloir s'enfiler dans la veine B1. Un mini-aimant puissant M soumis à un gradient de champ magnétique dans le sens de la flèche **H** permet d'attirer le cathéter dans la veine B2, puis par inversion du gradient, dans l'anévrisme A.

Cette technique de guidage magnétique est désormais utilisée dans bon nombre d'interventions diverses, car elle est moins invasive que les techniques chirurgicales classiques, c'est-à-dire qu'elle permet de faire l'économie de larges plaies disgracieuses et surtout plus longues à cicatriser : citons par exemple le traitement des varices qui peut être effectué maintenant de l'intérieur des veines, sans avoir à pratiquer de multiples incisions sur toute la longueur de la veine.

3.3. SOINS DENTAIRES

En odontologie, il peut être parfois avantageux de fixer une couronne sur son substrat par une technique magnétique : des japonais ont développé une prothèse dentaire à base d'aimants de terres rares capable de développer malgré sa petite taille une force de 4,9 N. L'aimant est scellé par laser à son capot en acier inoxydable pour assurer une protection parfaite contre la corrosion [15]. On ne connaît pas les effets de l'exposition permanente des cellules du cerveau à ce champ magnétique.

L'obturation du canal dentaire peut aussi faire appel à des ciments (à base de phosphates) chargés à 50% de particules magnétiques coercitives : l'application s'opère sous un gradient de champ magnétique alternatif qui favorise la pénétration du ciment.

3.4. MICRO-ACTIONNEURS

Lorsque nous avons parlé de microcapteurs au § 2.4, nous avons mentionné la nécessité de faire agir un microactionneur pour exercer une pression ponctuelle à intervalles réguliers sur la cornée. De tels micro-actionneurs sont appelés à un grand développement, pour accompagner de nombreux gestes chirurgicaux ou médicaux. Ainsi, des micro-scalpels télécommandés sont à l'étude, ainsi que des micro-pompes magnétostrictives destinées à délivrer à la demande d'infimes doses de médicaments : en cardiologie par exemple, une micro-pompe sera mise en place par intervention chirurgicale, puis fonctionnera des années durant. En cas de problème cardiaque, la mise en route sera effectuée par un champ magnétique extérieur lui-même commandé par un signal d'alarme fourni par un capteur et géré par un microprocesseur, et la pompe délivrera dans le sang du patient la dose de tonicardiaque nécessaire pour surmonter la crise. De tels microsystèmes pourront faire appel aux techniques de couches minces magnétostrictives (voir chapitres 18 et 20).

Déplacement apériodique de l'échantillon et détection par SQUID RF (radiofréquence)

SENSIBILITÉ : 10^{-9} à 10^{-11} A.m².

On alimente un circuit résonnant parallèle R, L, C (figure 26.10-a) à sa fréquence de résonance $\omega/2\pi$ (choisie entre 10 et 300 MHz) par un courant $i = I_{RF} \sin \omega t$. Le courant qui passe dans l'inductance est Q_i ($Q = L\omega/R$ est le coefficient de surtension, R étant la résistance de l'inductance) et la tension de crête aux bornes de ce circuit est : $V_t \approx QL\omega I_{RF}$.

On place maintenant un petit anneau supraconducteur, interrompu par une jonction Josephson, à proximité du circuit précédent et couplé à l'inductance L par une mutuelle M' . Une jonction Josephson est, par exemple, une barrière isolante de l'ordre du nanomètre : Josephson a montré qu'à travers une telle barrière, la cohérence de phase entre paires de Cooper (qui sont à l'origine de la supraconductivité) persistait. L'intérêt de la jonction Josephson est d'abaisser le courant critique i_c de l'anneau à quelques microampères. Le flux critique ϕ_c de l'anneau $\phi_c = L_s i_c$, où L_s est l'inductance de l'anneau, est alors de quelques quanta de flux (un quantum de flux $\phi_0 = 2,07 \times 10^{-15}$ weber).

On s'aperçoit que la caractéristique $V_t(I_{RF})$ n'est plus une droite, en raison de la présence de l'anneau. En effet, le courant Q_i qui passe dans l'inductance induit un flux alternatif au niveau de l'anneau d'amplitude :

$$\phi_1 = M' Q_i I_{RF} \quad (26.13)$$

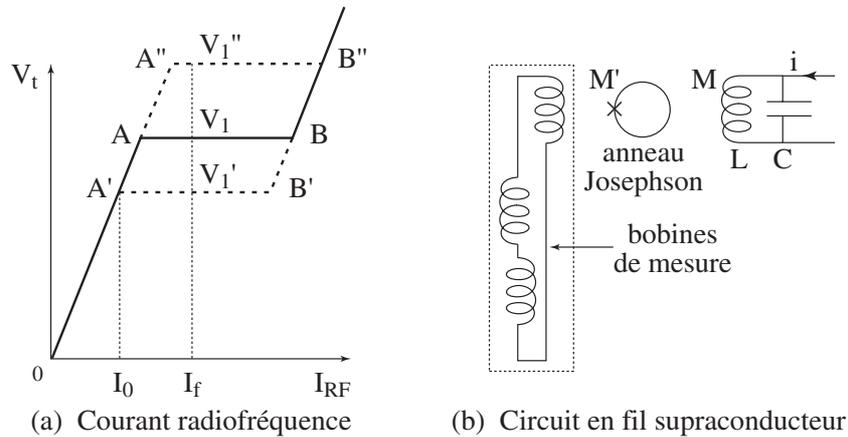


Figure 26.10 - Caractéristique courant-tension idéalisée d'un SQUID RF
Schéma d'un capteur à SQUID

Quand ϕ_1 atteint ϕ_c (pour un courant $I_0 = \phi_c / M'Q$ - point A de la caractéristique de la figure 26.10-a) ou le dépasse, il y a admission périodique d'un quantum de flux ϕ_0 puis expulsion de ce quantum de flux $(2n + 1) \pi / \omega$ plus tard, où n est un nombre entier d'autant plus grand qu'on est près du point A.