

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 .

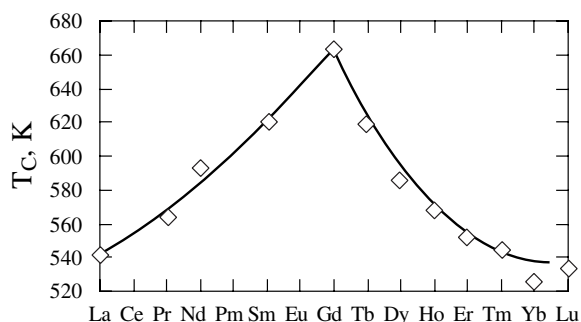


Figure 15.52 - Evolution de la température de Curie des composés $R_2Fe_{14}B$ en fonction de la terre rare alliée

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.

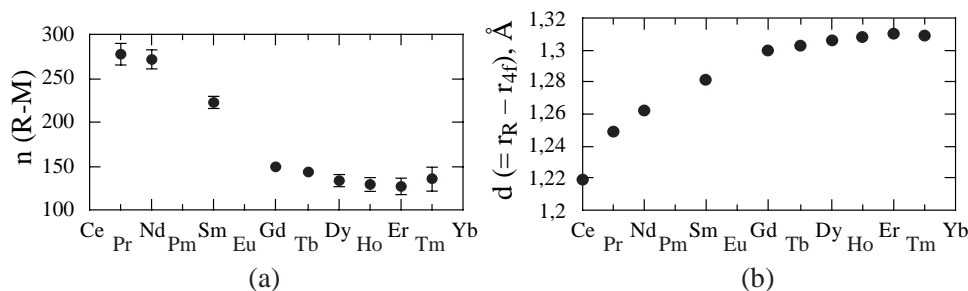


Figure 15.53 - Evolution en fonction de la terre rare considérée (a) du coefficient n_{RM} et (b) de la distance entre les couches 4f et 5d dans les composés $R_2Fe_{14}B$

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.

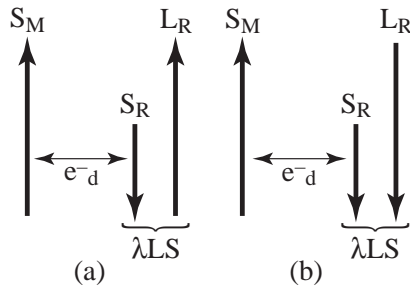


Figure 15.54 - Disposition relative des moments magnétiques dans les composés R-M

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

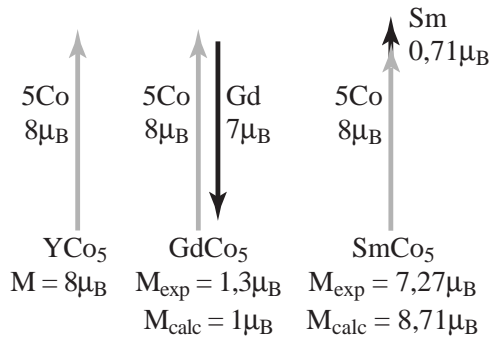


Figure 15.55 - Moment magnétique résultant pour trois composés RCo₅

Pour les éléments de terres rares lourdes (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).

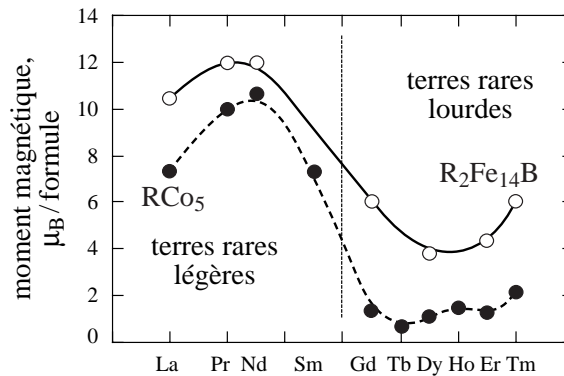


Figure 15.56 - Moments magnétiques des composés RCo₅ et R₂Fe₁₄B

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.

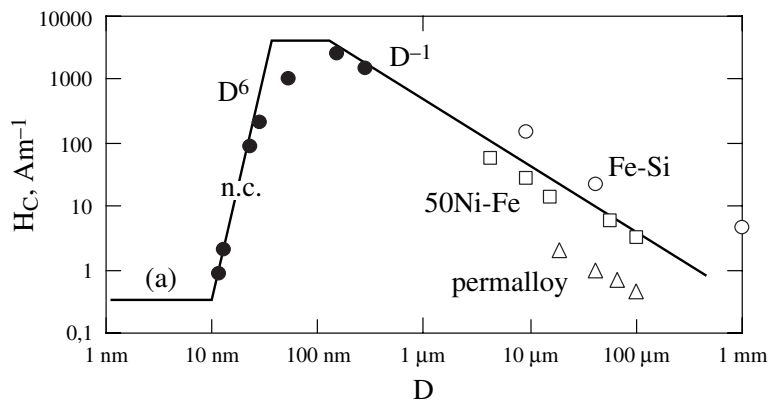


Figure 16.20 - Champ coercitif (H_c) en fonction de la taille des grains (D) pour diverses familles de matériaux doux (d'après [21])

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, $\gamma = 28$ GHz/T, il vient pour $f = 9$ GHz, $\mu_0 H = 0,35$ 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.

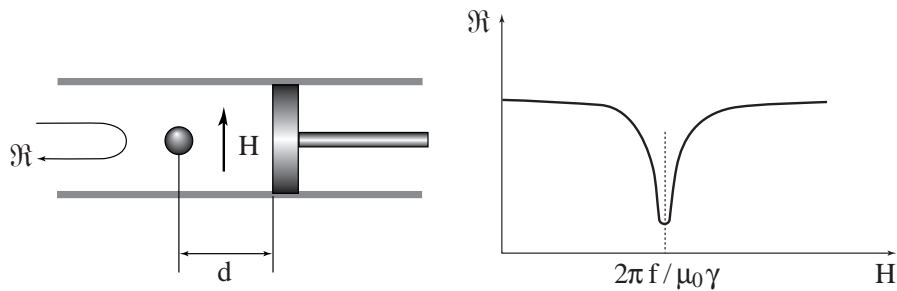


Figure 17.19 - Mesure de la largeur de la raie de résonance uniforme sur des sphères de ferrite

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.