



C O L L E C T I O N
DIRIGÉE PAR JEAN BORNAREL

G R E N O B L E S C I E N C E S

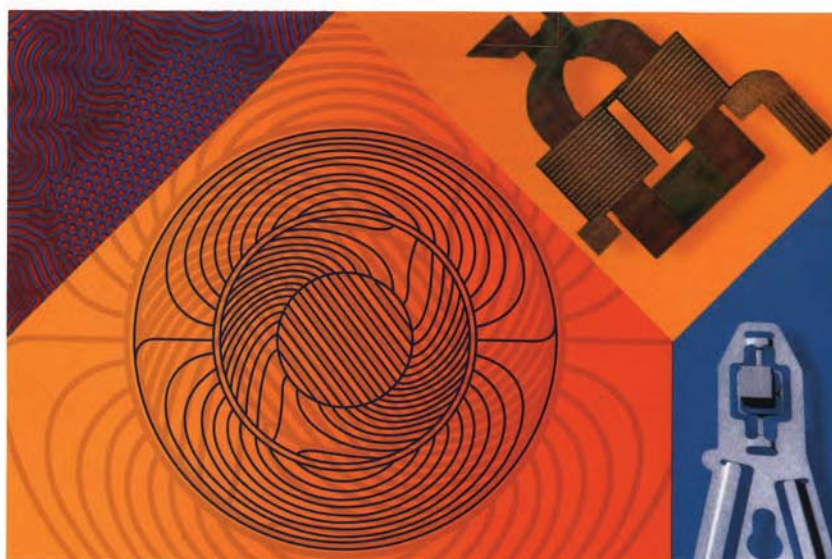
MAGNÉTISME

II - MATÉRIAUX ET APPLICATIONS

OUVRAGE PUBLIÉ AVEC LE CONCOURS DU MINISTÈRE DE L'ÉDUCATION NATIONALE,
DE LA RECHERCHE ET DE LA TECHNOLOGIE

■ Sous la direction d'**Étienne du TRÉMOLET de LACHEISSERIE**
Laboratoire Louis Néel, Grenoble

Préface du Professeur **Louis NÉEL**, Prix Nobel de physique



MAGNÉTISME
II – MATÉRIAUX ET APPLICATIONS

Grenoble Sciences reçoit le soutien :
du **Ministère de l'Éducation nationale, de la Recherche et de la Technologie**
de la **Région Rhône-Alpes**
du **Conseil général de l'Isère**
de la **Ville de Grenoble**

Cet ouvrage a bénéficié de la contribution des entreprises suivantes :

Tél : 33 1 41 25 55 88

Fax : 33 1 41 25 56 88



Tél : 33 4 76 90 50 45

Email : cedrat@cedrat.com



Logiciels de CAO (FLUX2D/3D)

Actionneurs, capteurs

Etudes, mesures, formations en électrotechnique

Illustrations de la page de couverture (de gauche à droite) :
en haut, bulles magnétiques (Laboratoire Louis Néel) ; en bas, source 4 teslas
(Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble) ; en haut, tête inductive pour
l'enregistrement hélicoïdal sur bande (d'après document LETI-ARTECHNIQUE) ;
en bas, picoslider contenant une tête magnétique planaire montée sur une
suspension intégrée (d'après document LETI-ARTECHNIQUE).

Réalisation et mise en pages, Centre technique Grenoble Sciences

ISBN 2.86883.464.7

© EDP Sciences, 2000

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

Ouvrages Grenoble Sciences édités par EDP Sciences

Collection Grenoble Sciences

- Chimie. Le minimum vital à savoir - J. Le Coarer
Minimum Competence in Scientific English - J. Upjohn, S. Blattes & V. Jans
Introduction à la Mécanique statistique - E. Belorizky & W. Gorecki
Exercices corrigés d'Analyse (tomes 1 et 2) - D. Alibert
Bactéries et environnement. Adaptations physiologiques - J. Pelmont
La plongée sous-marine à l'air. L'adaptation de l'organisme et ses limites - Ph. Foster
Listening Comprehension for Scientific English - J. Upjohn
Electrochimie des solides - C. Déportes *et al.*
La Turbulence - M. Lesieur
Mécanique statistique. Exercices et problèmes corrigés - E. Belorizky & W. Gorecki
La symétrie en mathématiques, physique et chimie - J. Sivardière
La cavitation. Mécanismes physiques et aspects industriels - J.P. Franc *et al.*
L'Asie, source de sciences et de techniques - M. Soutif
Enzymes. Catalyseurs du monde vivant - J. Pelmont
L'ergomotricité. Le corps, le travail et la santé - M. Gendrier
Introduction aux variétés différentielles - J. Lafontaine
Analyse numérique et équations différentielles - J.P. Demailly
Speaking Skills in Scientific English - J. Upjohn, M.H. Fries & D. Amadis
Thermodynamique chimique - M. Oturan & M. Robert
Mathématiques pour les sciences de la vie, de la nature et de la santé - F. & J.P. Bertrandias
Probabilités et incertitudes dans l'analyse des données expérimentales - K. Protassov
Approximation hilbertienne. Splines, ondelettes, fractales - M. Attéia & J. Gaches
Du Soleil à la Terre. Aéronomie et météorologie de l'espace - J. Lilénsten & P.L. Blelly
Endocrinologie et communications cellulaires - S. Idelman & J. Verdetti
Chimie organométallique - D. Astruc
Mathématiques pour l'étudiant scientifique (tomes 1 et 2) - Ph.J. Haug

Grenoble Sciences - Rencontres Scientifiques

- Radiopharmaceutiques. Chimie des radiotraceurs et applications biologiques
sous la direction de M. Comet & M. Vidal
Turbulence et déterminisme - sous la direction de M. Lesieur
Méthodes et techniques de la chimie organique - sous la direction de D. Astruc

AVANT-PROPOS

Cet ouvrage a été écrit à l'intention des étudiants et des praticiens du magnétisme. Sa première édition présente la particularité d'être publié en *langue française* (une deuxième édition en langue anglaise est déjà prévue). Les derniers livres écrits en français et faisant autorité en magnétisme sont les ouvrages de A. HERPIN et de E. DURAND datant déjà de 1968, ainsi que l'excellent traité de P. BRISSONNEAU, publié en 1997 : ce dernier est toutefois limité aux seuls aspects de l'électrotechnique.

Dans une approche plus encyclopédique, la majeure partie des aspects fondamentaux et surtout appliqués du magnétisme sont ici traités en deux tomes d'égale importance : c'est ainsi que l'on y trouve des sujets rarement abordés dans les manuels et pourtant essentiels aujourd'hui en raison de leurs applications présentes ou à venir, tels que par exemple la magnéto-optique, les matériaux ferrofluides, ou encore le biomagnétisme.

Un index de mots clés permet au lecteur de retrouver rapidement une introduction aux différents termes introduits et, le cas échéant, quelques références bibliographiques qui lui permettront d'approfondir telle ou telle notion qui ne serait pas développée ici.

Les notations utilisées se conforment à la nomenclature établie par la Norme Française NF X 02-205 et aux recommandations de la Commission Internationale Electrotechnique ; une table de conversion d'unités est fournie en annexe.

Les réactions et suggestions des lecteurs seront les bienvenues, car elles permettront d'améliorer au fil des années cet ouvrage pour le plus grand bénéfice de tous. A cet effet, une page interactive a été créée sur le site Web du Laboratoire Louis Néel :

<http://ln-w3.polycnrs-gre.fr/book.html>

REMERCIEMENTS

Monsieur le Professeur Louis NÉEL, Prix Nobel de Physique, membre de l'Institut, a réservé un excellent accueil à cet ouvrage ; qu'il soit ici remercié d'avoir bien voulu en écrire la préface.

Les auteurs ont apprécié les critiques pertinentes et constructives des membres du Comité de Lecture, et tiennent à leur exprimer toute leur gratitude.

Cet ouvrage représente une œuvre collective, souhaitée et menée à bien principalement par l'ensemble des membres du laboratoire Louis Néel du CNRS-Grenoble, avec l'appui enthousiaste de son directeur, D. GIVORD, et de quelques anciens :

- ◆ à toutes celles et tous ceux qui ont contribué au travail de réflexion et d'illustration de cet ouvrage, Messieurs R. BALLOU, B. CANALS, J. CLEDIERE, O. CUGAT et W. WERNSDORFER,
 - ◆ ou apporté leur concours à la relecture des épreuves des différents chapitres, Mesdames R.M. GALERA, Cl. MEYER et Messieurs A. FONTAINE, P.O. JUBERT, K. MACKAY, P. MOLLARD, J.P. REBOUILLAT, D. SCHMITT, J. VOIRON,
- les auteurs sont heureux d'exprimer leur reconnaissance.

Ils voudraient enfin remercier Mesdames Zhang FENG-YUN pour sa traduction d'un document écrit en chinois et J. TROCCAZ (Institut Albert Bonniot-Grenoble) pour ses conseils en biomagnétisme, Messieurs M. HASSLER (S.I.C.N.-Veurey), D. FRUCHART et P. WOLFERS (Laboratoire de Cristallographie, CNRS-Grenoble) qui ont fourni des illustrations, P. AVERBUCH (CRTBT) pour sa relecture critique et avisée de l'annexe traitant des aspects économiques des matériaux magnétiques et toute l'équipe de GRENOBLE-SCIENCES pour son efficacité, sa compétence et sa bonne humeur.

SOMMAIRE

I - FONDEMENTS

Avant propos

Préface par le professeur *Louis Néel*

Approche phénoménologique du magnétisme

- 1 Le magnétisme, des origines à nos jours - *E. du Trémolet de Lacheisserie*
- 2 Magnétostatique - *D. Gignoux, J.C. Peuzin*
- 3 Phénoménologie du magnétisme à l'échelle macroscopique - *D. Gignoux*
- 4 Phénoménologie du magnétisme à l'échelle microscopique - *D. Gignoux*
- 5 Ferromagnétisme d'un système idéal - *M. Rossignol, M. Schlenker*
- 6 Irréversibilité des processus d'aimantation et hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques réels : le rôle des défauts - *M. Rossignol*

Approche théorique du magnétisme

- 7 Magnétisme dans le modèle des électrons localisés - *D. Gignoux*
- 8 Magnétisme dans le modèle des électrons itinérants - *M. Cyrot*
- 9 Les interactions d'échange - *C. Lacroix, M. Cyrot*
- 10 Approche thermodynamique du magnétisme - *M. Schlenker, E. du T. de Lacheisserie*

Phénomènes de couplage

- 11 Couplage magnétocalorique et effets associés - *E. du Trémolet de Lacheisserie, M. Schlenker*
- 12 Les effets magnétoélastiques - *E. du Trémolet de Lacheisserie*
- 13 Les effets magnéto-optiques - *M. Schlenker, Y. Souche*
- 14 Résistivité magnétique, magnétorésistance, effet Hall - *J. Pierre*

Annexes

- 1 Symboles utilisés dans le texte
- 2 Unités et constantes universelles
- 3 Tableau périodique des éléments
- 4 Susceptibilités magnétiques
- 5 Matériaux ferromagnétiques
- 6 Fonctions spéciales
- 7 Equations de Maxwell

Bibliographie générale

Index des matériaux et des sujets

II - MATÉRIAUX ET APPLICATIONS

Avant propos

Préface par le professeur *Louis Néel*

Les matériaux magnétiques et leurs applications

- 15 Les aimants permanents - *M. Rossignol, J.P. Yonnet*
- 16 Les matériaux doux pour l'électrotechnique et l'électronique basse fréquence
O. Geoffroy, J.L. Porteseil
- 17 Les matériaux doux pour l'électronique haute fréquence - *J.C. Peuzin*
- 18 Les matériaux magnétostrictifs - *E. du Trémolet de Lacheisserie*
- 19 La supraconductivité - *M. Cyrot*
- 20 Couches minces et multicouches magnétiques - *B. Dieny*
- 21 Les principes de l'enregistrement magnétique - *J.C. Peuzin*
- 22 Ferrofluides - *P. Molho*

Autres aspects du magnétisme

- 23 Imagerie par résonance magnétique - *M. Décorps, C. Segebarth*
- 24 Magnétisme des matériaux terrestres et géomagnétisme - *P. Rochette*
- 25 Magnétisme et sciences de la vie - *E. du Trémolet de Lacheisserie, P. Rochette*
- 26 Magnétisme pratique et instrumentation - *Ph. Lethuillier*

Annexes

- 1 Symboles utilisés dans le texte
- 2 Unités et constantes universelles
- 3 Tableau périodique des éléments
- 4 Susceptibilités magnétiques
- 5 Matériaux ferromagnétiques
- 6 Aspects économiques des matériaux magnétiques - *J. Laforest*

Bibliographie générale

Index des matériaux et des sujets

PRÉFACE

Depuis des millénaires avant notre ère, où nos ancêtres avaient déjà reconnu les singulières propriétés de la magnétite, ou pierre d'aimant, les phénomènes magnétiques ont toujours retenu l'attention, notamment en raison de leur action à distance. Qu'il s'agisse de notre existence quotidienne, on les retrouve partout depuis la fermeture des portes d'armoire ou de réfrigérateurs, dans les voitures et les téléphones portables jusqu'aux suspensions des trains à grande vitesse. Qu'il s'agisse aussi de science pure, ils sont présents à toutes les échelles de dimension, depuis les particules élémentaires jusqu'aux amas de galaxies, en passant par la structure et l'histoire de notre Terre.

Dans la plupart de ces domaines, fondamentaux ou technologiques, des progrès considérables ont été enregistrés depuis une trentaine d'années. L'ouvrage présenté ici se propose de les exposer. C'est l'oeuvre collective d'enseignants et de chercheurs qualifiés travaillant essentiellement dans les laboratoires de Grenoble (Universités, C.N.R.S., C.E.A.) souvent en étroite collaboration avec l'industrie locale et les grands organismes internationaux implantés dans la région, Institut Laue-Langevin, E. S. R. F. (grand synchrotron européen), etc. : cela n'a rien d'étonnant, d'ailleurs, car les activités concernant le Magnétisme ont toujours été soutenues à Grenoble depuis le commencement de ce siècle.

Cet ouvrage est accessible au niveau Bac scientifique + 4, à l'exception de quelques développements qui exigent un peu plus de maturité mais dont la maîtrise n'est pas nécessaire pour la compréhension de la suite. Ce traité me paraît indispensable à tous ceux qui se proposent de travailler dans le magnétisme, domaine encore très ouvert et riche de grands progrès potentiels.

On trouvera certainement de nouveaux aimants, plus performants et meilleur marché. Les propriétés magnétiques des matériaux contenant des éléments à couches électroniques incomplètes ne sont pas encore très bien comprises. L'hystérésis magnétique joue un rôle clé dans les phénomènes irréversibles, et, si on comprend assez bien ce qui se passe dans les champs magnétiques faibles vis-à-vis du champ coercitif, ou dans les champs très forts, au voisinage de la saturation, on ne sait pas très bien décrire ce qui se passe à l'intérieur du cycle limite. *A fortiori*, lorsque l'hystérésis dépend de l'action combinée de deux variables, comme celle du champ magnétique et de très hautes pressions, nous ne savons rien. Comment, par exemple, prédire l'état magnétique d'un sous-marin à grande profondeur, en fonction du processus de plongée ?

Avec Pierre Curie, Paul Langevin et Pierre Weiss, les français ont joué un rôle de pionnier dans le magnétisme : ils trouveront certainement de dignes successeurs, notamment dans le biomagnétisme au sens large.

Cet ouvrage présente aussi des caractéristiques intéressantes : exercices avec leur corrigé, bibliographie heureusement limitée aux meilleurs articles et ouvrages, et annexes diverses, listes de symboles, fonctions spéciales, propriétés des différents matériaux, aspect économique des problèmes, sans compter le rappel indispensable des unités employées, que la double présentation coulombienne et ampérienne du magnétisme a compliqué à plaisir et rendu indigeste dans le passé.

Toutes les conditions me paraissent ainsi réunies pour satisfaire un large public, documenter les étudiants, les chercheurs et les ingénieurs, et remporter le grand succès que je souhaite à cet ouvrage.

A Meudon, le 27 Février 1999

Louis NÉEL

Prix Nobel de Physique, Membre de l'Institut

CHAPITRE 15

LES AIMANTS PERMANENTS

Les familles de matériaux à aimant ayant débouché sur une production industrielle notable ne sont pas nombreuses. Ce sont, par ordre chronologique d'apparition : les AlNiCo (fin des années 1930), les ferrites durs (dans les années 1950), la famille des aimants samarium-cobalt qui a donné naissance à deux groupes d'aimants différents, les SmCo_5 (fin des années 1960) et les $\text{Sm}(\text{CoFeCuZr})_{7-8}$ souvent désignés comme "2-17" (fin des années 1970), et la famille des néodyme-fer-bore ou NdFeB (milieu des années 1980).

Pour les deux premières familles, seul est en cause le magnétisme d'éléments 3d (Fe et Co pour les AlNiCo, Fe^{3+} pour les ferrites durs), tandis que dans les dernières familles, le magnétisme 4f des éléments de terre rare Sm et Nd s'ajoute au magnétisme du fer et du cobalt.

A partir de la plupart de ces matériaux, deux types principaux d'aimants peuvent être produits : les aimants frittés (denses et orientés) qui sont les plus performants, et les aimants liés (poudre d'aimant injectée dans une matrice non magnétique, souvent polymère) de fabrication plus simple et de prix de revient plus faible, mais dont les performances magnétiques sont inférieures.

Dans la première partie de ce chapitre, nous traitons de l'utilisation des aimants, et des critères pouvant guider le choix de tel ou tel matériau ou type d'aimant - en fonction d'une utilisation particulière. Les principes de base de la mise en service d'un aimant et la paramétrisation de ses performances sont abordés au § 1 ; la différenciation entre aimant orienté et aimant isotrope fait l'objet du § 2 ; le § 3 fait le point sur les matériaux disponibles, tandis que le § 4 présente leurs différents domaines d'utilisation et passe en revue les principaux systèmes électromagnétiques et électromécaniques mettant en œuvre des aimants.

La seconde partie du chapitre est consacrée à la fabrication des aimants : principe des microstructures et procédés d'élaboration (§ 5), choix des composés et alliages de base (§ 6). Au § 7, nous ferons le point des connaissances sur les mécanismes de la coercitivité.

1. LA MISE EN ŒUVRE D'UN AIMANT

1.1. LES DEUX CYCLES D'HYSTÉRÉSIS DU MATÉRIAU : CYCLES EN AIMANTATION $M(H)$ ET EN INDUCTION $B(H)$

Un cycle en aimantation $M(H)$ typique d'un *matériau dur* (synonyme de matériau à aimant permanent) a été présenté à la figure 6.2-b. Il se caractérise par sa largeur qui traduit l'importance du champ coercitif. Sous condition de champ coercitif suffisant, un matériau dur emmagasine une certaine quantité d'énergie magnétique, fonction à la fois de la valeur de son aimantation rémanente et de la *rectangularité* de son cycle ; cette dernière propriété indique que l'aimantation soumise à un champ inverse varie peu avant de se renverser. Un autre type de cycle d'hystérésis peut être tracé, où le champ d'induction B régnant dans le matériau est porté en ordonnée à la place de l'aimantation M . Ce type de cycle, $B(H)$, se prête parfois mieux à la description des propriétés d'utilisation du matériau. Nous l'appelons *cycle en induction* ou *cycle B* . Il se déduit du *cycle en aimantation* par la relation classique (2.36) : $B = \mu_0(H + M)$. Pour $H = 0$, on a : $B = \pm B_r$ (induction rémanente), et pour $B = 0$, $H = \pm H_C^B$ (champ coercitif de l'induction).

Au facteur μ_0 près, les cycles $M(H)$ et $B(H)$ diffèrent de la grandeur $\mu_0 H$. Leurs valeurs rémanentes coïncident, c'est-à-dire que : $\pm B_r = \pm \mu_0 M_r$. Au contraire, dès que le matériau considéré est suffisamment performant, la valeur du champ coercitif de l'induction, H_C^B , diffère de celle du champ coercitif de l'aimantation, notée H_C^M .

Remarque : Plutôt que $M(H)$ et $B(H)$, l'équation (2.36) incite à tracer $\mu_0 M$ ($\mu_0 H$) pour le cycle en aimantation et B ($\mu_0 H$) (cycle en induction). La même unité (le tesla) est alors utilisée sur les deux axes pour les deux types de cycle.

1.2. PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT D'UN AIMANT PERMANENT IDÉAL INSÉRÉ DANS UN SYSTÈME D'EXPLOITATION TYPE

Envisageons un matériau dur, d'aimantation rémanente M_r et de champ coercitif intrinsèque $H_C^M = H_C^B$, dont le cycle $M(H)$ ou mieux $\mu_0 M$ ($\mu_0 H$) aurait la forme idéale présentée sur la figure 15.1-a. Le cycle en induction qui s'en déduit, a la forme d'un parallélogramme incliné à 45° , coupant les axes aux points $\pm B_r$ et $\pm H_C^B$ (figure 15.1-b). Si le matériau idéal envisagé est suffisamment coercitif ($\mu_0 H_C^M > B_r$), on a : $|H_C^M| > |H_C^B|$, et la partie du cycle B située dans le second quadrant (entre les points B_r et H_C^B) se réduit à un segment de droite de pente égale à 1, dont l'équation est :

$$B = B_r + \mu_0 H \quad (15.1)$$

Cette portion du cycle – nommée *courbe de désaimantation* – est à la base des propriétés d'usage de l'aimant, et permet de définir son fonctionnement.

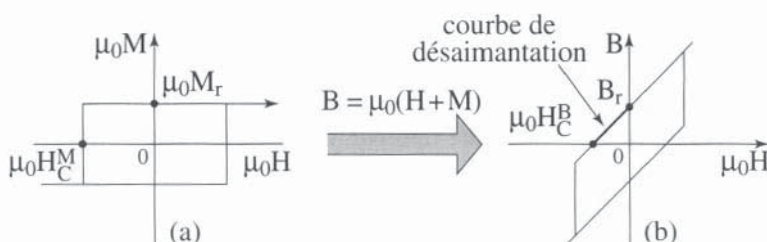


Figure 15.1 - Les deux cycles d'hystérésis d'un matériau dur idéal :

(a) cycle en aimantation - (b) cycle en induction

1.2.1. Droite de charge et point de fonctionnement d'un aimant

La mise en service d'un aimant permanent se fait le plus souvent par l'intermédiaire d'un circuit magnétique (déjà envisagé dans un précédent chapitre : figure 2.22-b). Schématiquement un tel circuit est composé de deux parties :

- ♦ une partie, faite d'un matériau ferromagnétique doux (en général à base de fer), qui canalise le flux et que l'on nomme les *pièces polaires*,
- ♦ et une partie logée entre les pièces polaires, faite de vide, d'air, d'eau ou de toute autre substance non magnétique, qui constitue les *entrefer*.

L'entrefer principal est l'espace où est généré le flux utile. Les conditions dans lesquelles fonctionne l'aimant, placé au sein du circuit magnétique, sont définies par la géométrie et les dimensions du circuit, ainsi que par la géométrie et les dimensions de l'aimant lui-même.

Considérons un aimant idéal, placé dans un circuit magnétique simplifié tel que celui de la figure 15.2. La ligne de champ moyenne (notée Γ) se divise en trois parties. Sa longueur totale ℓ est : $\ell = \ell_a + \ell_f + \ell_e$, où ℓ_a est la longueur de l'aimant, ℓ_f , la longueur totale des pièces polaires et ℓ_e , la longueur de l'entrefer.

En fonctionnement normal, l'aimant génère une induction magnétique, dont le flux Φ_m est canalisé par le circuit. L'intensité de Φ_m est constante le long de la boucle formée (loi de conservation du flux). Dans chacun des éléments du circuit, on peut écrire :

$$\Phi_m = B_a S_a \text{ (dans l'aimant de section } S_a)$$

$$\Phi_m = B_f S_f \text{ (dans les pièces polaires de section } S_f, \text{ supposée constante)}$$

$$\Phi_m = B_e S_e \text{ (au sein de l'entrefer, de section } S_e).$$

Par ailleurs, conformément au théorème d'Ampère, la circulation du champ \mathbf{H} est nulle le long de Γ , soit : $\oint_{(\Gamma)} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \sum (\text{ampères-tours}) = 0$, car la force magnéto-motrice ne provient que de l'aimant. En supposant que \mathbf{H} est constant au sein d'un élément donné, cela se traduit par : $H_a \ell_a + H_f \ell_f + H_e \ell_e = 0$.

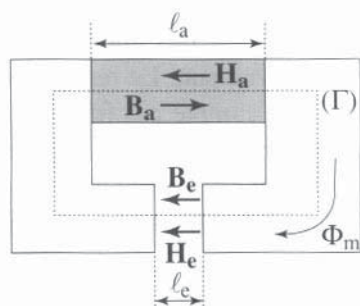


Figure 15.2
Circuit magnétique simplifié

Si le circuit magnétique est bien conçu, les pièces polaires ne sont pas saturées par le flux Φ_m (sinon il n'y aurait plus de canalisation du flux). B_f est donc inférieur à la valeur de saturation du matériau doux utilisé. Dans ces conditions, le matériau doux possède une très grande perméabilité relative μ_r (voir équation 2.52), qui permet de négliger le champ H_f , au sein des pièces polaires. On en déduit $H_a \ell_a + H_e \ell_e \approx 0$, ou : $H_e \ell_e \approx -H_a \ell_a$.

Le signe $-$ révèle que le champ d'excitation est négatif dans l'aimant : c'est un champ démagnétisant (seule la partie $H \leq 0$ du cycle du matériau dur est utile).

Dans le cadre de ce circuit modèle, les équations de fonctionnement s'écrivent donc :

$B_a S_a = B_e S_e$ et $H_e \ell_e = -H_a \ell_a$. De plus, B et H dans l'entrefer sont reliés par : $B_e = \mu_0 H_e$. On en tire une relation linéaire entre l'induction et le champ dans l'aimant, qui s'écrit :

$$B_a = -\mu_0 H_a (S_e \ell_a / S_a \ell_e) \quad (15.2)$$

C'est l'équation de la *droite de charge*, dont la pente :

$$\text{tg} \alpha = B_a / \mu_0 H_a = -(S_e \ell_a / S_a \ell_e) \quad (15.3)$$

est fonction des dimensions relatives de l'aimant et de l'entrefer.

Le point d'intersection de cette droite avec la courbe de désaimantation du matériau à aimant définit le *point de fonctionnement* dans les conditions considérées (point P sur la figure 15.3).

En pratique, le flux utile dans l'entrefer principal ne représente qu'une fraction du flux créé par l'aimant. Le reste passe entre les pièces polaires, sous forme de fuites. On prend en compte ces fuites en écrivant l'équation de conservation du flux sous la forme : $B_a S_a = \sigma B_e S_e$, où σ est le *coefficient de fuite du circuit magnétique*. Ce coefficient est souvent de l'ordre de 2 à 5, ce qui signifie que le flux réellement utilisé n'est que la moitié ou le cinquième du flux créé par l'aimant.

D'autre part, pour tenir compte des défauts du circuit magnétique (entrefers résiduels, perméabilité non infinie du fer des pièces polaires, etc.), on introduit encore le coefficient r , *coefficient de pertes de force magnétomotrice*, tel que : $H_a \ell_a = -r H_e \ell_e$. Les valeurs de r sont en général de l'ordre de 1,05 à 1,2.

Avec ces deux coefficients correctifs, la relation (15.2), qui permet de relier l'induction et le champ magnétique dans l'aimant, devient :

$$B_a = \mu_0 H_a \frac{\sigma S_e \ell_a}{r S_a \ell_e} \quad (15.4)$$

Et la pente de la droite de charge est alors donnée par :

$$\text{tg} \alpha = \frac{B_a}{\mu_0 H_a} = -\frac{\sigma S_e \ell_a}{r S_a \ell_e} \quad (15.5)$$

Le coefficient de fuite du circuit magnétique σ joue un rôle important pour le dimensionnement de l'aimant. Estimé autrefois à partir de l'expérience, il peut maintenant être déterminé avec une beaucoup plus grande précision grâce aux logiciels de calcul électromagnétique.

1.2.2. Fonctionnements statique et dynamique d'un aimant permanent

Comme le montrent les équations (15.2) et (15.3), ou (15.4) et (15.5), la position du point de fonctionnement P le long de la courbe de désaimantation du matériau est définie par le choix des dimensions de l'aimant et de l'entrefer.

Dans les systèmes sans partie mobile, le point P , fixe, définit un fonctionnement statique de l'aimant permanent (figure 15.3).

Dans les moteurs, les actionneurs, et autres systèmes où la géométrie et/ou les dimensions d'entrefer évoluent, la droite de charge tourne autour de l'origine O (figure 15.4-a), ou – éventuellement (sous l'effet de bobines auxiliaires par exemple) – se décale le long de l'axe des champs (voir figure 15.4-b) : le fonctionnement de l'aimant est alors appelé dynamique.

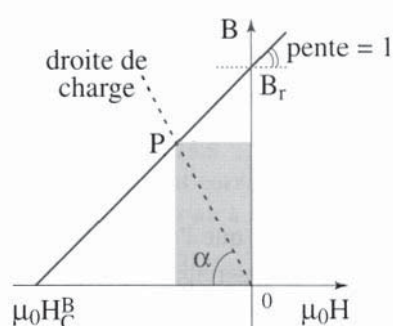


Figure 15.3 - Courbe de désaimantation d'un matériau idéal et droite de charge, de pente α , définissant le point de fonctionnement P

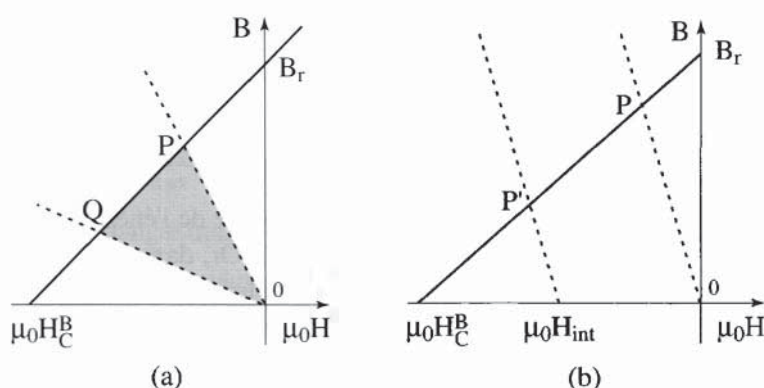


Figure 15.4 - Fonctionnements dynamiques possibles d'un aimant

Déplacement de la droite de charge :

(a) dans le cas d'un circuit à géométrie variable - (b) sous l'effet d'un champ intermittent H_{int} .

1.2.3. Le produit énergétique maximum (fonctionnement statique)

Au sein d'un aimant de géométrie donnée, inséré dans un circuit magnétique particulier, règne une densité de flux B et un champ démagnétisant H . Le produit

(\mathbf{BH}) est proportionnel à l'énergie potentielle du champ d'induction généré par l'aimant dans l'entrefer. A ce titre, il constitue une bonne mesure de la performance réalisée par cet aimant dans ce circuit.

Pour démontrer cette correspondance, on repart des équations de Maxwell, appliquées à une situation où il n'y a aucun courant électrique.

\mathbf{H} et \mathbf{B} satisfont aux équations (2.66) et (2.67) : $\text{rot } \mathbf{H} = 0$, qui est une écriture du théorème d'Ampère rappelé plus haut, et $\text{div } \mathbf{B} = 0$, qui stipule la conservation du flux. Pour un aimant permanent de dimensions finies, on en déduit [1] que le produit (\mathbf{BH}) intégré sur tout l'espace est nul :
$$\int_{\text{tout l'espace}} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{H}) dV = 0.$$

Ecrive comme la somme d'une intégrale sur le volume de l'aimant permanent et d'une intégrale sur le reste de l'espace, l'expression ci-dessus devient :

$$\int_{\text{aimant}} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{H}) dV = - \int_{\text{espace restant}} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{H}) dV.$$

En supposant que l'espace hors aimant est vide de substances magnétiques, c'est-à-dire que \mathbf{B} y est égal à $\mu_0 \mathbf{H}$, le second membre est nécessairement négatif. Cela implique que le premier le soit aussi. On retrouve le fait que \mathbf{B} et \mathbf{H} à l'intérieur de l'aimant sont de sens opposés ou, du moins, font l'un avec l'autre un angle obtus : le champ \mathbf{H} dans l'aimant est un champ démagnétisant. Ce résultat reste vrai si l'espace hors aimant contient des matériaux magnétiques doux, car dans ceux-ci \mathbf{B} et \mathbf{H} ont la même direction.

Supposons, comme plus haut, que les champs magnétiques \mathbf{H} dans les matériaux doux sont négligeables, on peut écrire :

$$\int_{\text{aimant}} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{H}) dV = -\mu_0 \int_{\substack{\text{espace} \\ \text{hors aimant}}} H^2 dV \quad (15.6)$$

Le second membre de cette équation représente le double de l'énergie potentielle du champ à l'extérieur de l'aimant, voir équation (2.68). Or, dans le système idéalisé considéré ici, le champ \mathbf{H} à l'extérieur de l'aimant n'a une valeur non nulle que dans l'entrefer : l'énergie potentielle du champ dans l'entrefer est donc proportionnelle au produit (\mathbf{BH}) dans l'aimant.

Remarque : L'approche ci-dessus, fondée sur les équations locales de Maxwell, est rigoureuse. Elle démontre le caractère général du résultat énoncé en préambule. Avec beaucoup moins de rigueur, ce résultat peut être obtenu dans le cas d'école d'un circuit idéal par le simple produit membre à membre des équations données plus haut : $B_a S_a = B_e S_e$ et $H_a l_a = -H_e l_e$ d'où : $B_a H_a V_a = -B_e H_e V_e = -\mu_0 H_e^2 V_e$, où V_a et V_e sont respectivement le volume de l'aimant et celui de l'entrefer.

Le produit (\mathbf{BH}) des modules des champs \mathbf{B} et \mathbf{H} dans l'aimant est appelé *produit énergétique*. Selon la position du point de fonctionnement P, sa valeur varie.

Elle est représentée, au facteur μ_0 près, par l'aire du rectangle grisé sur la figure 15.3. Dans les situations où $H = H_d = 0$ (voir chapitre 2, § 1.3.1) : aimant en forme d'aiguille infiniment longue ou aimant inséré dans un circuit fermé, le produit énergétique (BH) est nul. Il est nul aussi dans le cas d'un aimant en plaquette de surface infinie dans lequel \mathbf{M} est perpendiculaire à la surface puisque, dans ce cas, $H_d = -M$ et $B = 0$ (voir chapitre 2, § 1.2.6). Entre ces deux situations extrêmes, il en existe une pour laquelle le produit énergétique prend sa valeur maximale (voir, plus loin, la figure 15.7). Notée $(BH)_{\max}$, cette valeur caractérise le matériau utilisé.

Dans le cas d'un aimant au fonctionnement idéal, dont la courbe de désaimantation est un segment rectiligne entre B_r et $\mu_0 H_C^B$, d'équation $B = B_r + \mu_0 H$ (voir équation 15.1), le point de fonctionnement P_m , pour lequel $(BH) = (BH)_{\max}$, correspond au milieu de ce segment c'est-à-dire à :

$$B = -\mu_0 H = B_r/2 \quad (15.7)$$

La valeur du produit énergétique maximum idéal, $(BH)_{\max}^{\text{idéal}}$, n'est fonction que de l'induction rémanente B_r :

$$(BH)_{\max}^{\text{idéal}} = \left| \left(B_r^2 / 4\mu_0 \right) - \left(B_r^2 / 2\mu_0 \right) \right| = B_r^2 / 4\mu_0 \quad (15.8)$$

qui est l'aire du rectangle tracé à partir de P_m (voir figure 15.5 ci-dessus).

Le matériau qui possède la plus grande aimantation spontanée à température ambiante est un alliage fer-cobalt à 30% de Co pour lequel $\mu_0 M_{\text{sat}} = 2,4 \text{ T}$. Cette valeur représente, *a fortiori*, la plus grande aimantation rémanente envisageable. On en déduit la limite des valeurs de $(BH)_{\max}$ accessibles qui est de $1\,150 \text{ kJm}^{-3}$ (soit 144 MGOe). C'est une limite utopique, car le champ coercitif des alliages Fe-Co est très faible. En 1999, les aimants les plus performants possèdent un $(BH)_{\max}$ de l'ordre de 400 kJ/m^3 (ou 50 MGOe), comme on peut le voir sur la figure 1.7 au chapitre 1.

1.2.4. Énergie libre mise en jeu dans un fonctionnement dynamique

Lors d'une évolution isotherme, toute variation d'énergie libre du système correspond à un travail fourni par le milieu extérieur. On montre [2] que l'énergie libre mise en jeu lors d'un fonctionnement dynamique est mesurée par l'aire du secteur balayé par la droite de charge au cours de l'opération (surface grisée dans la figure 15.4-a).

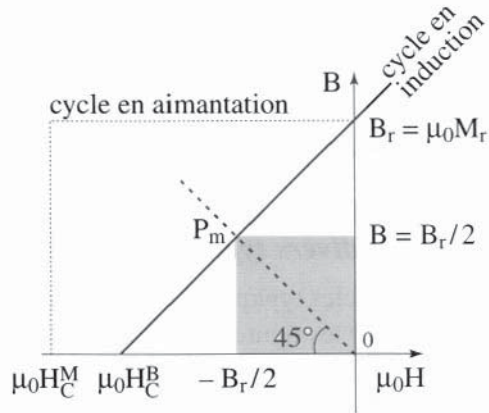


Figure 15.5
Point de fonctionnement correspondant au $(BH)_{\max}$ dans un matériau à aimant idéal

1.3. PARAMÉTRISATION DES PERFORMANCES DES MATÉRIAUX À AIMANT RÉELS

Les notions définies pour un matériau idéal s'appliquent sans modification aux matériaux réels.

1.3.1. Cycles en aimantation et en induction des divers types de matériaux durs

Quelques cycles typiques des divers matériaux à aimants actuellement produits sont présentés sur les figures 15.6-b, -c et -d. Ils peuvent être comparés aux cycles caractérisant un fonctionnement idéal rappelés sur la figure 15.6-a. Les courbes de désaimantation réelles se situent toujours en dessous des droites caractéristiques du fonctionnement idéal et conduisent, par conséquent, à des performances plus faibles.

La plupart des matériaux à grains orientés, qui seront présentés au § 2 de ce chapitre, possèdent des cycles qui sont très proches de l'idéal (voir figure 15.6-b). Avec les matériaux *isotropes* également traités au § 2, les écarts des cycles par rapport à l'idéal sont plus marqués (voir figure 15.6-c), notamment en ce qui concerne la rectangularité ; cependant, H_C^M reste généralement bien supérieur à H_C^B . Pour les aimants faiblement coercitifs, de conception ancienne (par exemple les AlNiCo), les cycles en M et en B se confondent presque (figure 15.6-d) ; en particulier : $H_C^B \approx H_C^M$.

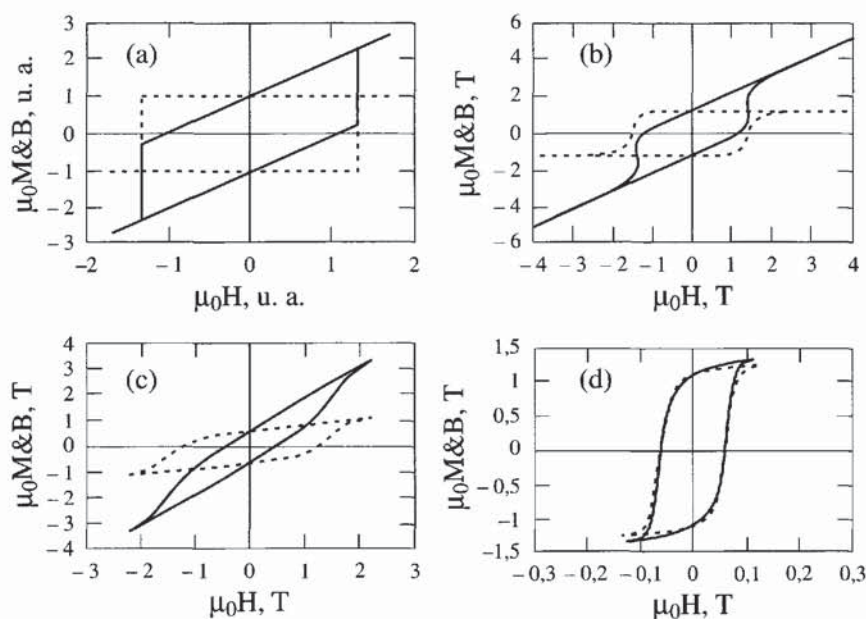


Figure 15.6 - Comportements comparés d'aimants plus ou moins performants

Les cycles en pointillés et en traits pleins sont respectivement les cycles en aimantation et en induction : (a) aimant idéal - (b) aimant à grains orientés (NdFeB fritté) - (c) aimant NdFeB brut de trempe (isotrope) - (d) aimant de conception ancienne (AlNiCo).

1.3.2. Le produit énergétique maximum $(BH)_{\max}$

Pour un matériau réel, l'équation (15.6) s'applique au même titre que pour un matériau idéal. L'énergie potentielle maximale pouvant être tirée d'un matériau à aimant reste donc proportionnelle au produit énergétique maximum, $(BH)_{\max}$. Cependant la position du point de fonctionnement P_m correspondant à $(BH)_{\max}$ n'est plus forcément le milieu du segment de cycle constituant la courbe de désaimantation.

Dans le cas général d'un aimant quelconque, la position de P_m et la valeur de $(BH)_{\max}$ se déduisent simplement du tracé de $BH(H)$ pour tous les points de la courbe de désaimantation (figure 15.7-a). Mais on peut aussi remarquer que :

- ♦ P_m n'est jamais éloigné du point où la diagonale du rectangle construit à partir des points B_r et H_C^B coupe la courbe de désaimantation (figure 15.7-a),
- ♦ parmi l'ensemble des hyperboles d'équation $(BH) = \text{Cte}$, celle qui correspond à $BH = (BH)_{\max}$ est tangente à la courbe de désaimantation au point P_m (figure 15.7-b),
- ♦ au voisinage de la rémanence, les courbes de désaimantation sont réversibles dans une gamme variable de champ ; elles peuvent localement être assimilées à leur tangente en B_r dont la pente correspond à une perméabilité relative notée $\mu_{\text{rév}}$ (voir équation 2.52). Cette troisième remarque conduit à décrire parfois la courbe de désaimantation au voisinage de B_r par la droite d'équation : $B = B_r + \mu_0 \mu_{\text{rév}} H$ et la valeur de $(BH)_{\max}$ par $B_r^2 / 4 \mu_0 \mu_{\text{rév}}$. Pour un aimant idéal, $\mu_{\text{rév}} = 1$, tandis que pour un aimant réel, $\mu_{\text{rév}} \geq 1$.

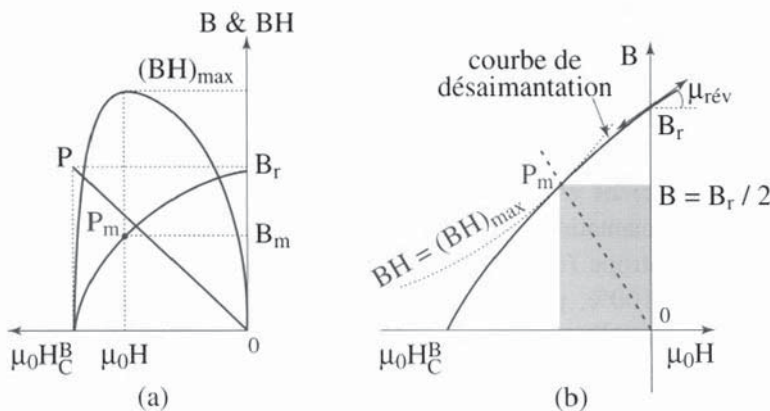


Figure 15.7 - Détermination du $(BH)_{\max}$ dans les aimants réels

(a) Détermination du point P_m correspondant au produit énergétique maximum dans un aimant quelconque - (b) L'hyperbole $BH = (BH)_{\max}$ est tangente à la courbe de désaimantation au point P_m , et la tangente à la courbe de désaimantation au point $B = B_r$ a une pente égale à $\mu_{\text{rév}}$ (si celle-ci est tracée en fonction de $\mu_0 H$).

1.3.3. Les paramètres et leurs plages de variation

Les paramètres à partir desquels on peut caractériser les performances d'un matériau à aimant permanent sont extraits de l'un ou l'autre des deux cycles du matériau.

Paramètres principaux des matériaux à aimants

<i>Paramètres liés au cycle en aimantation $M(H)$</i>	<i>Paramètres liés au cycle en induction $B(H)$</i>
♦ Aimantation rémanente M_r et aimantation à saturation M_{sat}	♦ Induction rémanente B_r
♦ Champ coercitif de l'aimantation H_C^M , dit aussi champ coercitif intrinsèque (H_C) parfois noté H_C^J ou H_{CJ}	♦ Champ coercitif de l'induction H_C^B , parfois noté H_{CB}
♦ Coefficient de rectangularité du cycle CR (en anglais : SQ pour squareness)	♦ Produit énergétique maximum $(BH)_{max}$ et produit énergétique maximum idéal associé : $(BH)_{max}^{idéal} = B_r^2 / 4\mu_0$
♦ Coefficient d'orientation du matériau	
♦ Aimantation et induction rémanentes sont obtenues en champ interne nul (on rappelle que $B_r = \mu_0 M_r$). La mesure de l'aimantation à saturation peut nécessiter l'application de champs H très grands, supérieurs au champ d'anisotropie H_A défini par l'équation (3.8).	
♦ Les champs coercitifs de l'aimantation et de l'induction sont ceux pour lesquels s'annulent respectivement l'aimantation M et l'induction B .	
♦ Le coefficient de rectangularité (≤ 1) est le rapport $S / (M_r \cdot H_C^M)$, où S est la surface délimitée par le cycle $M(H)$ dans le second quadrant. CR est d'autant plus proche de 1 que le fonctionnement du matériau ressemble plus à un fonctionnement idéal.	
♦ Le coefficient d'orientation du matériau donne une indication sur la distribution des orientations des aimantations locales autour de la direction moyenne (voir § 2). Ce coefficient est souvent défini comme le rapport de l'aimantation rémanente à l'aimantation à saturation, M_r / M_{sat} . Il évolue alors entre 50%, pour un matériau isotrope (distribution uniforme des directions d'aimantation des cristallites), et 100%, pour un matériau dont les cristallites sont idéalement orientés selon une direction unique. On peut aussi qualifier la distribution des orientations des aimantations locales par la susceptibilité χ , pente de la courbe $M(H)$ entre M_r et M_{sat} .	
♦ Le produit énergétique maximum idéal vaut $B_r^2 / 4\mu_0$. Il fixe la limite théorique du produit énergétique maximum approché par $B_r^2 / 4\mu_{aimant}$, où $\mu_{aimant} = \mu_0 \mu_{rév}$ (voir remarque précédente) en cas de fonctionnement idéal du matériau.	

Les autres paramètres magnétiques

Ce sont essentiellement la pente des droites de recul, le champ limite d'utilisation H_K , la température de Curie T_C , les coefficients d'évolution thermique des principales grandeurs : B_r , M_r , H_C^M , etc.

- ◆ Les droites de recul (numérotées de 1 à 3 sur la figure 15.8) sont les portions de courbes selon lesquelles évolue l'induction à partir d'un point de la courbe de désaimantation suffisamment éloigné de B_r (Q_1 par exemple), quand le champ inverse diminue en module. Ces portions de courbes peuvent être considérées comme rectilignes et réversibles. Leur pente est homogène à une perméabilité μ . Dans les aimants AlNiCo (figures 15.8 et 15.9), la pente μ est généralement supérieure à $\mu_{\text{aimant}} (= \mu_0 \mu_{\text{rév}})$.

Lorsque le champ inverse, après avoir diminué en module à partir de Q_1 , augmente à nouveau, l'induction B décrit dans l'autre sens la même droite de recul, et l'on revient au point Q_1 pour le champ $\mu_0 H_1$; pour $|\mu_0 H| > |\mu_0 H_1|$, on se déplace à nouveau sur le cycle principal. Une nouvelle réduction du champ inverse, à partir du point Q_2 , amènera l'induction à décrire une nouvelle droite de recul (numérotée 2 sur la figure 15.8), de pente voisine, située plus bas que la précédente sur le cycle principal, etc.

Au lieu de sa courbe de désaimantation, le fonctionnement dynamique d'un aimant AlNiCo met en jeu une droite de recul, celle qui est issue du point de fonctionnement le plus bas, correspondant au champ inverse atteint le plus intense (voir figure 15.9).

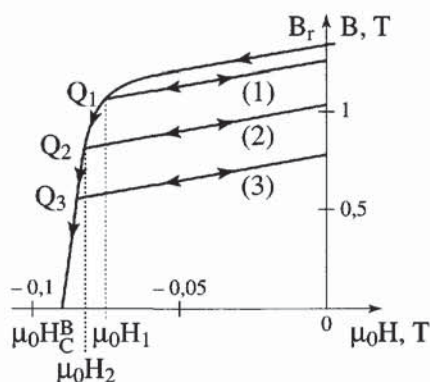


Figure 15.8 - Courbe de désaimantation et droites de recul typiques d'un aimant AlNiCo

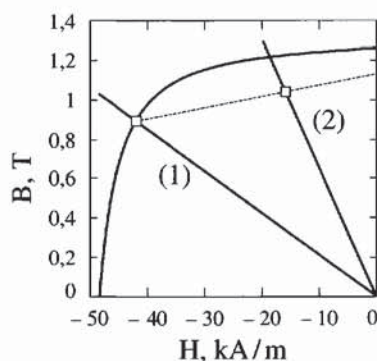


Figure 15.9 - Courbe de désaimantation d'un AlNiCo 5 et droite de recul le long de laquelle "travaille" cet aimant entre les droites de charge (1) et (2)

- ◆ Le champ limite d'utilisation, $\mu_0 H_K$, est défini comme le champ inverse pour lequel l'aimantation se trouve réduite de 10% ; c'est donc le champ correspondant au point du cycle en aimantation pour lequel $\mu_0 M = 0,9 \mu_0 M_r$ (figure 15.10). La valeur de ce champ démagnétisant constitue la limite à ne pas franchir dans l'aimant, sous peine de détériorer durablement ses propriétés magnétiques.
- ◆ La température de Curie limite le domaine ferromagnétique du matériau considéré et donc la gamme des températures où l'usage du matériau peut être envisagé.

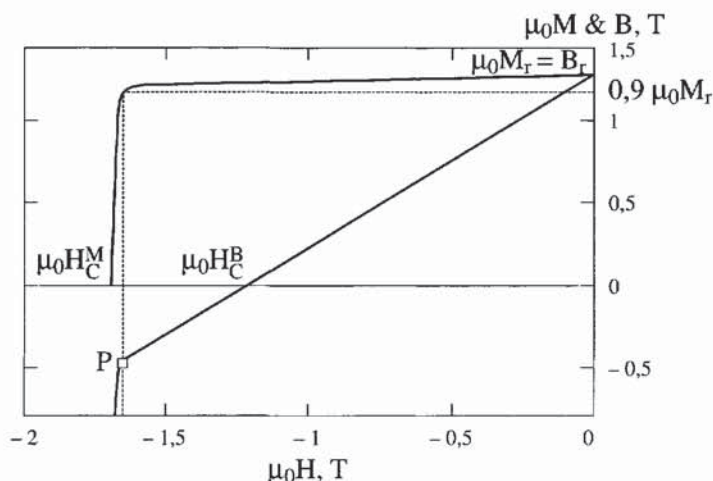


Figure 15.10 - Champ limite d'utilisation et point de fonctionnement correspondant (P) sur la courbe de désaimantation

- ♦ Les coefficients d'évolution thermique (valides dans une certaine gamme de températures seulement) permettent d'évaluer la stabilité des paramètres magnétiques importants lorsque la température d'utilisation est différente de la température ambiante ou qu'elle est susceptible de changer en cours de fonctionnement.

2. AIMANTS ORIENTÉS (OU TEXTURÉS) ET AIMANTS ISOTROPES

Un matériau dur donné ne produit pas le même cycle (et, par conséquent, pas les mêmes performances) suivant qu'il donne lieu à un *aimant orienté* (encore appelé *aimant texturé*) ou à un *aimant isotrope*. A quelques reprises dans la section précédente, il a déjà été fait allusion à ce type de caractère qu'il convient maintenant de définir précisément. La présentation de ces deux classes d'aimants sera accompagnée d'une comparaison succincte de leurs comportements magnétiques.

2.1. PRÉSENTATION

Nous verrons plus loin (section 5), que tous les matériaux à aimants permanents sont faits de grains magnétiques assemblés. Pour certains types d'aimants, chaque grain est un petit monocristal. Pour d'autres types (dont la plupart des aimants liés), les grains sont formés d'un grand nombre de cristallites enchevêtrés, orientés au hasard.

Si les grains sont monocristallins, leurs axes de facile aimantation peuvent – avant assemblage – être orientés par un champ selon une direction unique. Les axes faciles se distribuent alors selon un cône plus ou moins ouvert autour de la direction d'orientation commune. Cette situation est celle des aimants dits orientés ou texturés

(cas I, figure 15.11). Du fait de l'orientation des cristallites, la valeur de B_r est proche de la valeur maximale que B peut atteindre, c'est-à-dire $\mu_0 M_s$, aimantation à saturation caractéristique du matériau considéré. Cette situation est très favorable pour les performances magnétiques. Lorsque les grains sont polycristallins (ou monocristallins mais non orientés), les moments magnétiques pointent dans toutes les directions de l'espace. Les aimants sont dits "isotropes" (cas II, figure 15.12).

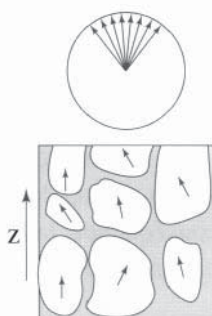


Figure 15.11 - Aimant texturé

Cristallites séparés et moments magnétiques individuels plus ou moins orientés selon une même direction z .
Phase magnétique dure : blanc, phase non magnétique : grisé

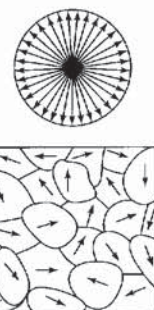


Figure 15.12 - Aimant isotrope

Nanocristallites enchevêtrés dont les moments magnétiques sont orientés au hasard

2.2. COMPARAISON DES COMPORTEMENTS MAGNÉTIQUES

Bien que les mécanismes mis en œuvre par le champ soient les mêmes dans les aimants orientés et dans les aimants isotropes, les disparités de comportement liées à la distribution d'orientation des axes de facile aimantation donnent lieu à des cycles $M(H)$ bien différents (voir figures 15.13 et 15.14).

- ◆ **Etat de départ : saturation complète** ①. Dans les aimants orientés, la direction choisie pour l'application du champ de saturation est celle de l'axe du cône des axes de facile aimantation. Dans les aimants isotropes, la direction d'application du champ est quelconque. Dans les deux cas, la saturation est obtenue grâce à un champ suffisamment grand pour permettre la disparition de toute trace de paroi dans les grains, puis l'alignement des moments des cristallites selon le champ. Pour le champ maximum H_{\max} , on a alors : $M \approx M_{\text{sat}}$.
- ◆ **De la saturation à la rémanence** : de M_{sat} à M_r . Lorsque le champ diminue à partir de H_{\max} , les moments des cristallites reviennent progressivement vers leur direction respective de facile aimantation la plus proche. Un cône formé par les directions des moments magnétiques des cristallites s'ouvre ②. Dans les aimants orientés, il se confond avec le cône des axes de facile aimantation lorsque le champ interne s'annule ③ ; l'aimantation résultante est alors l'aimantation rémanente M_r . La valeur de M_r est typiquement de 88% à 97% de celle de M_{sat} . Pour un aimant isotrope, le processus est similaire, mais la valeur de M_r est bien

inférieure ; elle est exactement égale à $0,5 M_{\text{sat}}$, car le cône des axes de facile aimantation est une demi-sphère axée sur le champ.

- ♦ **Champ inverse croissant** : ouverture des cônes et renversement des moments. Au fur et à mesure que le champ inverse grandit (④ et ⑤), d'une part les cônes des moments s'ouvrent encore sous l'effet du couple créé par le champ, et d'autre part les moments des cristallites se renversent les uns après les autres. Chacun s'oriente vers sa direction de facile aimantation la plus proche de la direction d'application du champ. Les deux phénomènes, rotation et retournement des moments, interviennent successivement et/ou simultanément. La diminution de M sous l'effet du champ inverse est beaucoup plus forte dans les aimants isotropes que dans les aimants orientés ; en effet, dans les premiers, l'écartement plus grand des moments par rapport à la direction du champ donne plus de prise à celui-ci, et rend plus fort le couple exercé. En conséquence, la forme du cycle est plus rectangulaire pour les aimants orientés : c'est un autre phénomène qui accroît leurs performances.

Le champ coercitif H_C^M – celui pour lequel l'aimantation résultante s'annule – est peu sensible au caractère orienté ou isotrope du matériau à aimant.

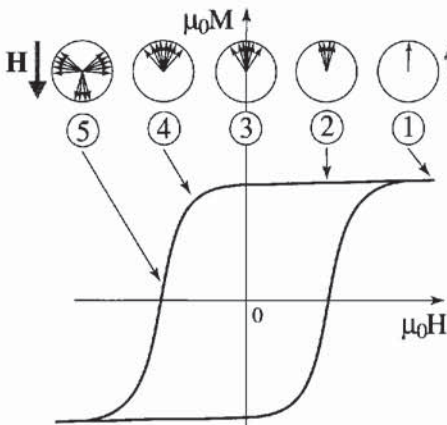


Figure 15.13

Cycle d'hystérésis d'un aimant orienté

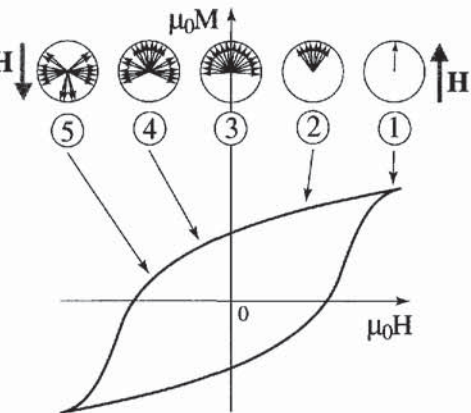


Figure 15.14

Cycle d'hystérésis d'un aimant isotrope

3. PRINCIPAUX MATÉRIAUX À AIMANT INDUSTRIEL

Il s'agit des quatre familles déjà citées en introduction à ce chapitre : *AlNiCo*, *ferrites durs*, *SmCo* et *NdFeB*. L'exploitation que fait l'industrie des potentialités des divers matériaux montre que les critères de performance magnétique, notamment le produit énergétique maximum, ne sont pas les seuls retenus par les utilisateurs. Les contraintes techniques d'exploitation – tenue en température, stabilité thermique, possibilité de miniaturisation, etc. – et les contraintes de coût, pèsent en général très lourd sur le choix d'un type d'aimant.

3.1. LES DIFFÉRENTS TYPES D'AIMANTS FRITTÉS ET ORIENTÉS

Les quatre familles d'aimants permanents (frittés et orientés) produites industriellement à ce jour peuvent être présentées sur un diagramme où l'énergie maximale disponible est portée en fonction du prix de revient par joule (figure 15.15). Ce diagramme fait apparaître deux groupes bien séparés.

Le premier groupe concerne les aimants ferrites et NdFeB qui fournissent l'énergie au meilleur coût et, de ce fait, se partagent la plus grande part du marché.

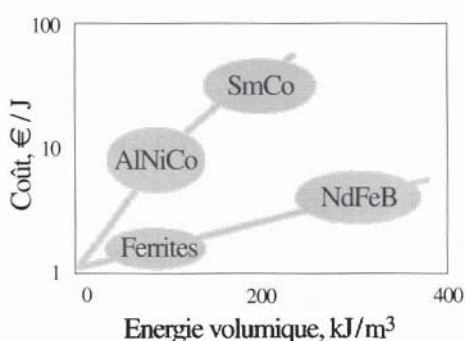


Figure 15.15 - Les principales familles d'aimants permanents

Le choix entre eux dépend de la priorité entre coût et performances :

- ♦ les ferrites, dont le succès est toujours actuel bien que ces aimants soient nés au début des années 1950, sont efficaces à répondre au moindre coût à la plupart des besoins industriels classiques. Ils couvrent la majorité des applications traditionnelles ou en grande série : moteurs, auxiliaires automobiles ...
- ♦ on leur préfère les NdFeB quand on recherche de hautes performances ; ces derniers sont à la base d'applications nouvelles de plus en plus nombreuses, nécessitant notamment la miniaturisation : actionneurs, têtes de lecture/écriture pour l'informatique, etc.

Le second groupe, situé en haut sur le diagramme, concerne les aimants AlNiCo et SmCo. Leur prix de revient, pour une même énergie disponible, est élevé. Ces aimants ne sont utilisés que là où ils sont irremplaçables.

Les points forts et les points faibles de chaque famille d'aimants sont les suivants :

3.1.1. Les AlNiCo

Cette famille est riche d'une grande variété d'aimants [3] malheureusement peu coercitifs : $\mu_0 H_C$ n'atteint sa valeur maximale de 0,2 T qu'au prix d'une perte de rémanence voisine de 50% [4]. Corrélativement, la rigidité des aimants AlNiCo est faible. Cependant, grâce à leur excellente stabilité thermique inégalée à ce jour ($\Delta B_r / B_r = -0,01$ à $-0,04\% / ^\circ\text{C}$) et à la possibilité de les utiliser à température élevée (de l'ordre de 500°C), les aimants AlNiCo conservent néanmoins le marché des appareils de mesure (principalement les compteurs) et celui de certains capteurs.

3.1.2. Les ferrites

Cette appellation désigne un certain nombre d'oxydes ferriques de type $XO \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$, où X est un élément lourd Ba, Sr, ... [5]. Leur aimantation rémanente ($\approx 0,4$ T) est la plus faible de tous les aimants actuellement utilisés, aussi leur produit énergétique

maximum est-il peu élevé. Pourtant, ils dominent largement le marché des aimants (90% en poids, 65% en chiffre d'affaire). Ils sont utilisés sous forme d'aimants frittés orientés mais aussi d'aimants liés, le plus souvent isotropes. A leur faible prix de revient, ils ajoutent plusieurs autres avantages, notamment leur bonne tenue dans le temps et leur insensibilité à l'oxydation (ce sont des oxydes) ainsi que la facilité d'obtenir avec eux une poudre coercitive orientable.

3.1.3. Les aimants samarium-cobalt

Les propriétés des aimants permanents, du type $\text{Sm}(\text{CoFeCuZn})_{7-8}$ ou aimants SmCo_2 -17, et du type SmCo_5 , ont été décrites dans plusieurs revues dont celles de Strnat, l'inventeur des SmCo_5 [6]. Ces aimants offrent de belles performances mais présentent quelques inconvénients :

- ◆ le samarium est le plus cher des éléments de terres rares parmi ceux dont on peut envisager l'utilisation dans les aimants (voir § 6) ;
- ◆ le cobalt, dont la température de Curie élevée est très utile pour augmenter la tenue en température des aimants, est aussi un matériau cher, et son aimantation est plus petite que celle du fer. Surtout, c'est un élément stratégique, dont les réserves sont massivement concentrées dans un seul pays, le Zaïre ; l'instabilité politique qui a caractérisé ce pays encore récemment (1978, 1997) a rendu les approvisionnements aléatoires et les prix fluctuants. Pourtant, en raison de leur tenue à haute température et de leur fiabilité en milieu potentiellement corrosif, les aimants SmCo de type 2-17 ont conservé le marché des applications où la fiabilité est prioritaire par rapport au coût : domaines aéronautique et militaire, coupleurs en zone chaude, etc. L'utilisation des aimants de type SmCo_5 s'est orientée quant à elle vers des applications particulières où la substitution partielle de Gd à Sm permet d'obtenir des matériaux dont l'induction rémanente est constante dans une grande gamme de température.

3.1.4. Les aimants à base de néodyme-fer-bore

En terme de marché, la famille des aimants NdFeB est la première qui a pu contester la suprématie des aimants ferrites. Les aimants NdFeB peuvent être obtenus par divers procédés (voir § 5), avec des prix de revient très différents. Sous leur forme frittée, ils possèdent la plus forte énergie spécifique, et leur aimantation rémanente égale celle des aimants AlNiCo . Leur cycle en aimantation, très carré, leur confère un fonctionnement quasi idéal à la température ambiante. La faiblesse majeure de ces matériaux est leur température de Curie peu élevée ($\approx 300^\circ\text{C}$), qui leur procure une tenue en température réduite. On doit citer aussi leur sensibilité à l'oxydation par simple exposition à l'air. Il en résulte que les grains mis au contact direct de l'air ne sont pas coercitifs. Ceci implique que les aimants soient protégés en surface. Mais cela a surtout empêché jusqu'à aujourd'hui la production de poudre NdFeB coercitive et orientable. De nombreux articles de revue et monographies ont été consacrés à cette famille d'aimants parmi lesquels l'article de Herbst et Croat [7] les inventeurs des

aimants NdFeB trempés et l'ouvrage collectif coordonné par Coey [8] à l'issue d'un programme de recherches européen.

3.2. PARAMÈTRES ET COURBES TYPIQUES

3.2.1. Aimants frittés et orientés

Les valeurs typiques des paramètres magnétiques principaux caractérisant les aimants frittés et orientés des diverses familles sont reportées dans le tableau 15.1. Les courbes de désaimantation correspondantes – en aimantation et en induction – sont comparées sur la figure 15.16.

Tableau 15.1 - Valeurs typiques des paramètres magnétiques

	B_r (T)	$\mu_0 H_C^M$ (T)	$\mu_0 H_C^B$ (T)	$(BH)_{\max}$ (kJ/m ³)	$B_r^2 / 4\mu_0$ (kJ/m ³)	T_C (°C)/(K)
AlNiCo	1,3	0,06	0,06	50	336	857/1130
Ferrites	0,4	0,4	0,37	30	31,8	447/720
SmCo₅	0,9	2,5	0,87	160	161	727/1000
SmCo (2-17)	1,1	1,3	0,97	220	241	827/1100
NdFeB	1,3	1,5	1,25	320	336	313/586

Les cycles $M(H)$ des aimants ferrites, SmCo et NdFeB sont sensiblement homothétiques (en particulier pour les ferrites et les NdFeB). Ces matériaux ont un comportement proche de l'idéal : la variation de B en fonction de H est linéaire dans tout le deuxième quadrant, ce qui indique que la pente de la droite de charge, caractéristique des conditions d'utilisation de ces matériaux, peut être très faible. Ces matériaux peuvent donc fonctionner dans n'importe quelle géométrie, y compris sous forme de plaquette très mince.

3.2.2. Aimants liés

La plupart des matériaux durs sont aussi utilisés pour la production d'aimants composites, dits *aimants liés* (*bonded magnets* en anglais), souvent *isotropes*, à matrice métallique ou polymère.

Dans ces aimants, la poudre magnétique est liée par un polymère, une résine, ou même un métal dont le point de fusion est peu élevé comme le zinc. Du fait d'une dilution supérieure des éléments magnétiques et de leur caractère le plus souvent isotrope, certaines des propriétés magnétiques de ces matériaux sont réduites par rapport à celles obtenues dans les matériaux frittés. Mais la perte en performances magnétiques peut être acceptable si elle est compensée par des avantages tels que :

- ◆ la simplicité et le faible coût de fabrication,
- ◆ la facilité de mise en forme des pièces aimantées,
- ◆ et la résistance mécanique.

Laminés, injectés, pressés ou extrudés, les aimants liés ont un intérêt industriel considérable. Leur part de marché, qui représente en 1999 de l'ordre de 30% de celle des aimants orientés, augmente rapidement. Les courbes de désaimantation caractéristiques d'aimants liés isotropes à base de ferrites ou de NdFeB sont présentées respectivement sur les figures 15.16 et 15.17, avec – pour comparaison – les courbes caractéristiques des mêmes familles d'aimants traitées sous forme frittée et orientée. En première approximation, pour un même matériau de base, l'aimant lié orienté aura une aimantation de l'ordre des deux tiers de l'aimant fritté équivalent.

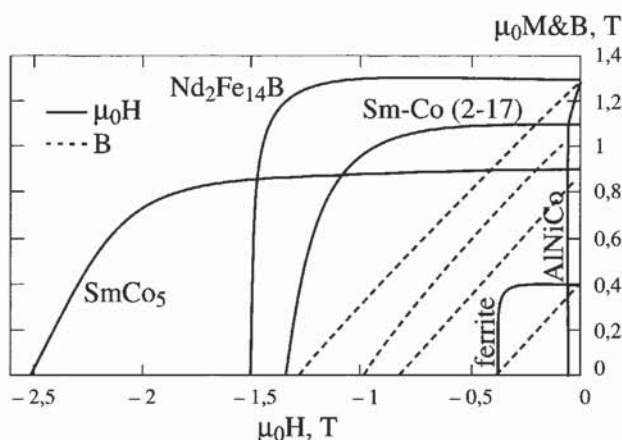


Figure 15.16 - Performances comparées des aimants industriels

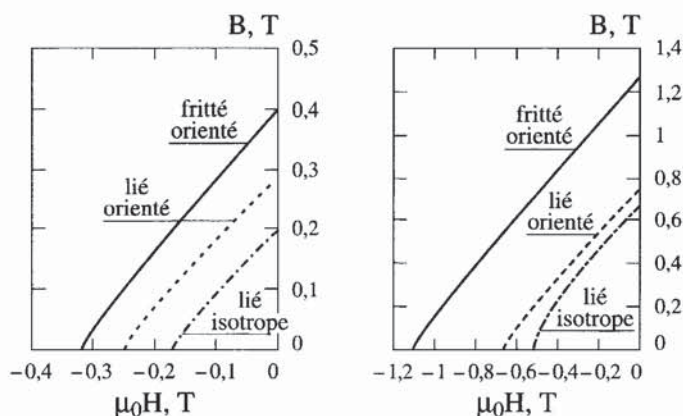


Figure 15.17 - Comparaison des performances d'aimants frittés et orientés et d'aimants liés isotropes ou orientés

Ferrites durs (à gauche) et aimants à base de NdFeB (à droite)
On notera les différences d'échelles.

4. LES UTILISATIONS DES AIMANTS PERMANENTS

Les aimants permanents sont utilisés dans une très grande variété de systèmes. Ce sont des composants qui fournissent un flux magnétique permanent et génèrent un champ magnétique statique. Le grand public connaît surtout leurs utilisations pour la fixation, ainsi que comme éléments essentiels des petits moteurs à courant continu ; il ignore bien souvent qu'une multitude d'autres systèmes de la vie courante fonctionnent grâce à eux.

En fonction du type d'utilisation des aimants permanents, il est possible de classer ces systèmes en trois catégories :

- ♦ les *systèmes électromécaniques* qui produisent des forces ou des couples par interaction entre les champs créés par des aimants et des courants électriques : moteurs, actionneurs, etc. Ces forces ou ces couples sont directement proportionnels au produit IJ , où I représente le courant électrique et J la polarisation de l'aimant ($J = \mu_0 M$).
- ♦ les *systèmes magnéto-mécaniques*, qui produisent des forces par interaction directe entre aimants, ou entre aimant et pièce de fixation. Les forces produites sont proportionnelles à J^2 . Ce sont les accouplements magnétiques, les paliers, les amortisseurs, etc.
- ♦ les systèmes qui utilisent *les aimants comme source de champ magnétique permanent*. Les effets sont directement proportionnels à la polarisation J de l'aimant : sources de champ, capteurs magnétiques, etc.

4.1. LES GRANDS DOMAINES D'UTILISATION DES AIMANTS PERMANENTS

4.1.1. La miniaturisation

En tant que source de champ dans un entrefer, les principaux concurrents des aimants permanents sont les circuits magnétiques bobinés. La comparaison entre ces deux sources montre que les aimants sont beaucoup mieux adaptés aux systèmes de petite taille. Cette comparaison peut être effectuée sur un circuit magnétique simple, où la source peut être constituée d'un aimant ou d'une bobine (voir figure 15.18). L'aimant et la bobine créent le même champ magnétique H_e dans l'entrefer e . La comparaison est effectuée sur un système 2D, c'est-à-dire que l'effet de la profondeur est supposé négligeable. Le fer des pièces polaires est considéré comme ayant une perméabilité infinie. Le calcul du champ magnétique dans l'entrefer donne :

- ♦ pour un circuit à aimant (figure 15.18-a) :

$$H_e^{(a)} = -(l_a/e) H_a$$

où H_e et H_a sont les champs dans l'entrefer et dans l'aimant.

- ♦ et pour un circuit bobiné (figure 15.18-b) :

$$H_e^{(b)} = (S/e)j$$

où S représente la section de la bobine parcourue par la densité de courant j .

Si l'on réduit maintenant toutes les dimensions des circuits magnétiques d'un même facteur k , l'entrefer va se réduire à : $e' = e/k$. On constate alors que :

- ♦ pour le circuit à aimant (figure 15.18-c), le champ dans l'entrefer reste inchangé :

$$H_e^{(a)} = -(l_a/k)(k/e)H_a = H_e^{(a)}$$

- ♦ tandis que pour le circuit bobiné (figure 15.18-d), le champ magnétique est réduit d'un facteur k :

$$H_e^{(b)} = (S/k^2)(k/e)j = H_e^{(b)}/k$$

La conséquence directe de cette comparaison est qu'un bobinage peut très difficilement créer un champ magnétique permanent élevé dans un système de petite taille. En pratique, on n'arrive pas à loger les ampères-tours nécessaires pour créer ce champ. Inversement, un système à aimants permanents permet de créer un champ magnétique élevé, souvent de l'ordre du tesla, même dans les systèmes miniaturisés.

Dans le domaine des moteurs électriques par exemple, tous les moteurs de petite taille sont à aimants permanents : montres, jouets, rasoirs, ventilateurs, etc. Dans l'automobile, les moteurs électriques sont tous à aimants sauf le démarreur (d'ailleurs, les démarreurs à aimants commencent à faire une percée). La plupart des systèmes miniaturisés (capteurs, micromoteurs, etc.) utilisent des aimants.

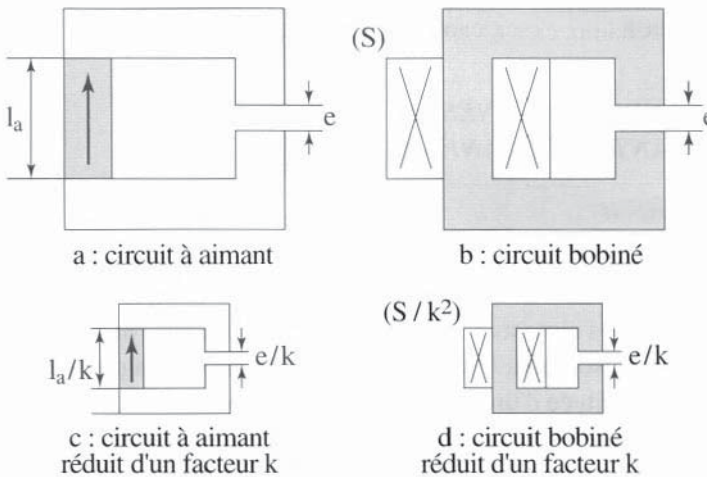


Figure 15.18 - Comparaison d'un circuit à aimant et d'un circuit bobiné

4.1.2. Sources de champs permanents

Outre le domaine de la miniaturisation, les aimants présentent un intérêt évident comme source permanente de flux. Ils permettent de réaliser des systèmes passifs, qui fonctionnent sans alimentation extérieure.

Ces sources de flux sont utilisées dans des applications très variées. Nous n'en citerons que quelques unes :

- ◆ les sources de champ permanentes pour l'imagerie à résonance magnétique nucléaire (IRM, voir chapitre 23). Ces sources à aimants sont concurrentes des bobines supraconductrices. La réalisation d'un imageur "corps entier" consomme plus d'une tonne d'aimant néodyme-fer-bore.
- ◆ les systèmes de fixation magnétique : loqueteaux, fixations de panneaux, etc. Ils utilisent surtout des aimants bon marché.
- ◆ les actionneurs de type haut-parleur, où un bobinage est placé dans le flux permanent. Ils sont également utilisés dans les systèmes informatiques pour déplacer les têtes des mémoires à disques : étant données les performances demandées, ces actionneurs utilisent les nuances les plus performantes de néodyme-fer-bore.
- ◆ certains capteurs magnétiques, comme les systèmes ABS, qui fonctionnent grâce au flux permanent créé par un aimant, souvent un AlNiCo. Le signal du capteur provient de la variation de ce flux au sein d'une bobine de mesure.

4.1.3. Aimants en répulsion

Les systèmes qui peuvent créer des forces de répulsion ne sont pas très nombreux. Avec des bobinages, les forces sont souvent trop réduites. Seuls des systèmes supraconducteurs permettent d'obtenir des forces importantes, mais au prix d'un environnement complexe (cryostat) qui conduit à ne les utiliser que pour quelques systèmes de grande taille.

Les aimants permanents permettent de créer des forces de répulsion relativement grandes en comparaison de leur propre poids. Les aimants fonctionnant dans de telles conditions sont soumis à des champs inverses élevés ; ils doivent donc posséder un champ coercitif important. Leur aimantation doit être aussi rigide que possible car les aimants sont placés dans un champ magnétique extérieur.

Les aimants ferrites ont été les premiers à être utilisés en répulsion, en particulier pour la lévitation du disque tournant des compteurs électriques. Les forces de frottement, qui interdisent le comptage des très faibles consommations, sont ainsi réduites au minimum. Alors que dans les années 1960 la plupart des compteurs étaient équipés de ce système, de nos jours il n'est plus guère utilisé.

Les aimants samarium-cobalt sont particulièrement bien adaptés à ce type de fonctionnement, grâce à la rigidité de leur aimantation et leur champ coercitif très élevé. Ils ont permis le développement des paliers magnétiques qui sont maintenant utilisés pour les systèmes de centrifugation gazeuse, les pompes turbomoléculaires, ou les volants de stabilisation des satellites, comme ceux de SPOT.

Autre exemple, dans les accouplements magnétiques à aimants permanents, les aimants sont en attraction à couple nul, mais une partie des aimants travaille en répulsion quand le couple transmis augmente. Ces systèmes sont très utilisés dans

l'industrie pour transmettre un couple au travers d'une paroi étanche ; ils sont souvent réalisés avec des néodyme-fer-bore.

Ces différents domaines d'utilisation montrent que les aimants sont utilisés comme composants de systèmes très variés.

4.2. PROPRIÉTÉS DES AIMANTS INDUSTRIELS

Nous avons vu précédemment que les seuls aimants qui ont une réelle importance industrielle sont les AlNiCo, les aimants ferrites et les aimants à base de terres rares. Il existe bien d'autres composés mais, soit ils en sont restés au stade de la recherche, soit leur carrière commerciale est terminée. Nous ne parlerons donc que de ces trois familles de matériaux.

Pour chaque type d'aimant, il faut parler de famille. En effet, il existe de nombreuses variantes dans la composition et le mode d'agglomération des grains (frittage ou utilisation d'un liant). Quant aux aimants terres rares, il s'agit d'un terme générique qui regroupe les samarium-cobalt de type 1-5, ceux de type 2-17 et les néodyme-fer-bore.

Quand on veut comparer différents types d'aimant, de nombreux paramètres sont à considérer :

- ◆ les caractéristiques magnétiques, c'est-à-dire l'aimantation rémanente, le champ coercitif, ainsi que les courbes $\mu_0 M(H) = J(H)$ ou $B(H)$,
- ◆ les variations de ces caractéristiques avec la température,
- ◆ la température limite de fonctionnement,
- ◆ les propriétés mécaniques de l'aimant, résistance mécanique, dilatation, ...
- ◆ la taille minimum réalisable, ou l'épaisseur minimale par rapport aux autres dimensions,
- ◆ les tolérances de fabrication,
- ◆ la résistance chimique et la protection éventuelle, en particulier pour les NdFeB,
- ◆ la facilité avec laquelle ils se laissent aimanter,
- ◆ le coût de la matière et de l'usinage.

4.2.1. Principales propriétés des aimants AlNiCo

Les aimants AlNiCo présentent une aimantation permanente très élevée (B_r de l'ordre de 0,8 à 1,3 T) mais un champ coercitif assez faible (50 à 160 kA/m). Leur produit énergétique $(BH)_{\max}$ est de l'ordre de 40 à 50 kJ/m³, et peut dépasser 80 kJ/m³ pour les nuances de haut de gamme.

Les AlNiCo sont des matériaux relativement chers. Cela provient surtout du prix du cobalt, qui entre dans sa composition (à hauteur de 20 à 40%).

Si l'on continue d'utiliser ces matériaux malgré leur coût et leur faible champ coercitif, c'est surtout à cause de leur stabilité vis-à-vis de la température, et de leur aptitude à pouvoir fonctionner jusqu'à 450°C ou 500°C. Leur aimantation varie relativement peu : $(\Delta J_r / J_r \Delta T) = -0,02\% / K$ et $(\Delta H_{CJ} / H_{CJ} \Delta T) = +0,03\% \text{ à } -0,07\% / K$.

Les AlNiCo sont des matériaux très durs obtenus par coulée. Seules, les faces d'appui sont usinées par rectification. En général, les autres faces sont laissées brutes de fonderie. Le domaine d'utilisation des AlNiCo découle directement de ces propriétés particulières :

- ◆ **fonctionnement à haute température** : accouplement, détection de niveau de fluide, ...
- ◆ **insensibilité à la température** : galvanomètre, freinage de compteur électrique, dynamo tachymétrique, capteurs (ABS), indicateur de vitesse automobile, ...

4.2.2. Principales caractéristiques des aimants ferrites

Les aimants ferrites sont très largement utilisés, en raison de leur faible prix qui compense la petite valeur de leur induction rémanente, de l'ordre de 0,4 T. Leur champ coercitif est relativement élevé, 200 à 300 kA/m, ce qui permet de les utiliser dans de nombreuses applications.

Les aimants ferrites sont assez sensibles à la température. On ne peut pas les utiliser au-delà de 200°C. Un phénomène particulier intervient à très basse température, où le champ coercitif diminue notablement, ce qui peut conduire à une désaimantation de l'aimant. Au voisinage de la température ambiante, l'induction rémanente et le champ coercitif varient sensiblement : $(\Delta J_r / J_r \Delta T) = -0,2\% / K$ et $(\Delta H_{CJ} / H_{CJ} \Delta T) = +0,3\% \text{ à } +0,5\% / K$.

Ces valeurs signifient qu'une variation de température de 100 K, dans un moteur par exemple, va entraîner une variation de 20% de l'induction rémanente de l'aimant.

Les ferrites sont utilisés sous plusieurs formes :

- ◆ aimants frittés ; ce sont des céramiques, usinables par rectification ($J_r \approx 0,4$ T pour les ferrites anisotropes et 0,25 T pour les ferrites isotropes),
- ◆ caoutchouc magnétique, où les particules de ferrites sont orientées par calandrage dans une plaque en caoutchouc ($J_r \approx 0,25$ T),
- ◆ aimants liés avec un liant plastique, ce qui permet par injection d'obtenir des formes assez complexes, mais leur induction rémanente est plus réduite (0,16 T à 0,25 T).

Les aimants ferrites frittés sont assez durs, et les faces d'appui sont rectifiées à la fin du cycle de fabrication. Les angles des aimants sont relativement fragiles et s'abîment rapidement lors de chocs. Ces aimants sont faciles à aimanter : il faut leur appliquer un champ magnétique de l'ordre de 3 à 4 fois la valeur du champ coercitif, soit une induction de l'ordre de 0,6 à 1,2 T.

Les ferrites sont très largement utilisés sous différentes formes :

- ◆ **caoutchouc magnétique** : fixation, joint de fermeture de portes de réfrigérateurs, volant magnétique, stator de petits moteurs à courant continu, touches de clavier, ...
- ◆ **ferrites liés** : capteur, rotor de petits moteurs synchrones.

- ♦ **ferrites frittées** : tuiles de moteur à courant continu, haut-parleur, rotor de moteur pas-à-pas, rotor de moteur synchrone (exemple : pompe à eau), accouplement, fixation, entraînement de compteur d'eau.

En pratique, on trouve des ferrites partout où les caractéristiques magnétiques de ces aimants sont suffisantes.

4.2.3. Principales propriétés des aimants terres rares

Aimants de type samarium-cobalt

Comme nous l'avons vu précédemment, cette famille se compose de deux types d'aimants, les SmCo_5 et les $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$. Ces matériaux sont relativement chers, mais ils possèdent des caractéristiques magnétiques remarquables.

L'une des particularités des SmCo_5 est d'avoir un champ coercitif énorme, de l'ordre de 2000 kA/m. Ce matériau est très difficile à désaimanter. Son aimantation est particulièrement rigide et pratiquement insensible aux champs extérieurs. C'est l'aimant idéal pour les systèmes fonctionnant en répulsion comme les paliers magnétiques. Son induction rémanente est de l'ordre de 0,9 T, et $(BH)_{\max}$ vaut environ 160 kJ/m³. Le SmCo_5 peut être utilisé jusqu'à 250°C. Son induction rémanente est peu sensible à la température : $(\Delta J_r/J_r\Delta T) = -0,04\%/K$ et $(\Delta H_{CJ}/H_{CJ}\Delta T) = -0,2\%/K$. Ces valeurs peuvent varier légèrement avec la composition.

Malgré un champ coercitif élevé, le SmCo_5 est relativement facile à aimanter, ce qui n'est pas le cas du $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$; cela est dû à son mécanisme de coercitivité.

L'aimant $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ possède une aimantation plus élevée que le SmCo_5 , de l'ordre de 1,15 T, et un champ coercitif important (supérieur à 1000 kA/m). Son $(BH)_{\max}$ dépasse 200 kJ/m³. Il est surtout capable de fonctionner à 300 ou 350°C, et sa sensibilité vis-à-vis de la température est faible : $(\Delta J_r/J_r\Delta T) = -0,03\%/K$ et $(\Delta H_{CJ}/H_{CJ}\Delta T) = -0,2\%$ à $-0,5\%/K$. Malgré le développement des NdFeB dont le coût est plus réduit, les aimants SmCo sont toujours utilisés. Ils occupent les créneaux que les aimants NdFeB n'arrivent pas à atteindre.

- ♦ **température de fonctionnement élevée** : moteurs d'asservissement, accouplements magnétiques.
- ♦ **systèmes miniatures** : capteurs, valves cardiaques, micromoteurs, ...

Aimants de type NdFeB

Ces aimants existent sous forme frittée (procédé Sumitomo) et sous forme de grains obtenus par trempe rapide (procédé General Motors) et agglomérés par un liant (NdFeB lié) ou par compression mécanique. Ils ne sont utilisables que jusqu'à 100°C pour les liés, et 150° à 200° pour les frittés. Leur sensibilité à la température est élevée : $(\Delta J_r/J_r\Delta T) = -0,1\%/K$ et $(\Delta H_{CJ}/H_{CJ}\Delta T) \approx -0,5\%/K$.

Les aimants NdFeB frittés possèdent de sérieux atouts : tout d'abord leur aimantation très élevée dépasse 1,4 T pour les nuances les plus performantes, leur produit

$(BH)_{\max}$ franchit les 400 kJ/m^3 . Ensuite leur coût est plus réduit que celui des samarium-cobalt, car il ne contiennent pas (ou peu) de cobalt, et le prix du néodyme est plus réduit que celui du samarium, étant beaucoup plus abondant.

Pour les moteurs, des nuances à champ coercitif plus élevé sont fabriquées (H_C supérieur à 1000 kA/m à 20°C), mais leur induction rémanente est plus réduite.

La production totale d'aimants NdFeB frittés a été de 10000 tonnes en 1998. Deux pays se partagent la première place : la Chine et le Japon avec 4000 tonnes chacun. Le reste (2000 tonnes) est produit aux États-Unis et en Europe.

La place particulière de la Chine provient de ses ressources minières : plus de 80% des ressources mondiales de terres rares sont en Chine, en particulier en Mongolie intérieure où les minerais proviennent de l'extraction du fer. Les aimants fabriqués en Chine sont souvent des nuances bas de gamme, pour les systèmes acoustiques par exemple.

Les principales utilisations des NdFeB dépendent des nuances utilisées.

- ♦ **NdFeB frittés à J_r élevé** : actionneur de tête de lecture pour disque dur, haut-parleur,
- ♦ **NdFeB fritté à H_C élevé** : moteur à courant continu, moteur synchrone, accouplement magnétique, capteurs (ABS),
- ♦ **NdFeB lié** : moteur d'entraînement de disque dur, moteur pas-à-pas.

Les aimants NdFeB sont assez sensibles à la corrosion. Une protection de surface après usinage est nécessaire, dont la nature dépendra de la température de fonctionnement. Les fabricants d'aimants proposent différents types de revêtement, soit organique, soit métallique.

4.3. SYSTÈMES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

Ce sont les systèmes où les champs magnétiques interagissent avec des courants électriques pour créer des forces ou des couples, généralement proportionnels au produit IJ (courant électrique - polarisation). La diversité des types et des formes de moteurs conduit à l'utilisation d'aimants très variés. Les moteurs à courant continu, avec leurs aimants en tuiles sont produits en très grand nombre pour de nombreuses utilisations, dans l'automobile par exemple. C'est surtout dans les machines synchrones que des structures originales sont développées.

Quant aux actionneurs pour l'informatique, ils constituent une part importante du marché des aimants NdFeB.

4.3.1. Evolution des moteurs

Dans les moteurs, ce sont surtout les aimants en ferrites et les aimants à base de terres rares qui sont utilisés. Le choix de l'aimant dépend de l'utilisation et des performances demandées, par exemple :

- ♦ aimants SmCo pour les servomoteurs (robotique, machines outils, moteurs d'asservissement) à cause des performances recherchées et des températures de fonctionnement élevées,
- ♦ aimants NdFeB liés pour l'entraînement des disques durs, car ce type d'aimant permet de réaliser des pièces minces,
- ♦ aimants ferrites pour tous les moteurs électriques de l'automobile, ainsi que les petits moteurs pour applications grand public à cause du faible coût de ces aimants.

La figure 15.19 montre un exemple de structure classique de moteur à courant continu. Le flux du stator est créé par deux aimants en forme de tuiles. C'est ce type de moteurs qui est très utilisé pour les accessoires d'automobile (moteur de ventilation, d'essuie-glace, etc.), et qui est équipé de tuiles en ferrite frittée. Ces aimants ne sont usinés que sur la face d'appui sur le circuit magnétique et sur la face de l'entrefer, c'est-à-dire sur les faces extérieure et intérieure de la tuile. Ils sont ensuite fixés dans la carcasse statorique du moteur par collage ou plus fréquemment grâce à des inserts qui les maintiennent en position.

Les machines synchrones à aimants permanents se développent de plus en plus. Les aimants peuvent être collés sur la surface du rotor, ou insérés en position orthoradiale (figure 15.20). Dans cette structure, le flux des aimants est concentré par les pièces polaires rotoriques, ce qui permet d'atteindre une induction élevée dans l'entrefer. De plus, en pilotant le courant d'alimentation du moteur, il est possible de faire varier le flux global dans la machine. Ces moteurs, qui permettent de faire des entraînements à vitesse variable, sont bien adaptés à certaines applications comme la propulsion des véhicules électriques. Dans la gamme de puissance demandée (30 kW crête), ces machines atteignent des rendements de 90 à 95% (moteur + onduleur) alors qu'un moteur à courant continu dans les mêmes conditions possède un rendement de l'ordre de 75 à 80%.

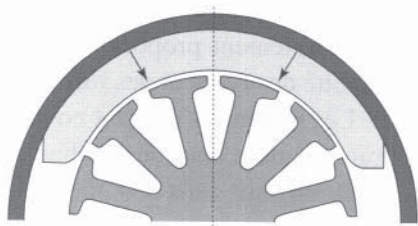


Figure 15.19 - Structure classique de moteur à courant continu bipolaire

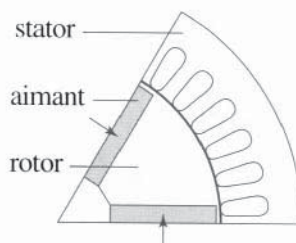


Figure 15.20 - Machine synchrone à aimants permanents à aimants orthoradiaux (6 pôles)

Les machines synchrones à aimants ont aussi d'autres avantages. En particulier, tous les bobinages sont placés au stator, où la dissipation thermique due à l'effet joule est facile à évacuer. Avec les progrès de l'électronique, le coût des onduleurs diminue, et des moteurs synchrones à aimants commencent à se substituer aux moteurs à courant continu, dans l'automobile par exemple.

Le moteur présenté sur la figure 15.21 est aussi un moteur synchrone, mais sa structure est beaucoup moins conventionnelle. Le rotor est constitué d'un aimant à aimantation multipolaire, en appui sur une pièce polaire. Le stator est réalisé par collage de bobines élémentaires sur un support magnétique plat et sans dent. Certains de ces moteurs utilisent des capteurs à effet Hall pour déterminer la position du rotor, ce qui permet de commuter les phases du stator. Mais de plus en plus souvent, ces moteurs fonctionnent sans capteur, grâce à des circuits intégrés qui déterminent la position du rotor par mesure de la force électromotrice.

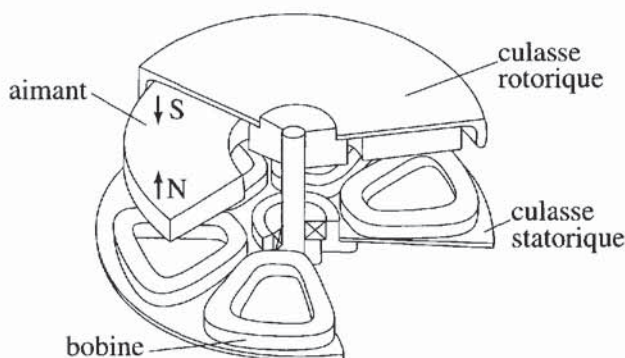


Figure 15.21 - Petit moteur à courant continu sans balai de commutation

Ce type de moteur permet de fournir une puissance mécanique de quelques watts. Sa construction plus simple que celles des machines conventionnelles permet de la produire à faible coût. L'aimant est un anneau d'aimantation multipolaire axiale.

4.3.2. Les actionneurs à aimants permanents

Le plus connu, c'est le haut-parleur (figure 15.22). L'aimant permet de créer un champ magnétique dans un entrefer cylindrique. Une bobine fixée à la membrane mobile du haut-parleur est placée dans cet entrefer. Quand cette bobine est alimentée, elle est soumise à une force (force de Laplace) qui fait bouger la membrane du haut-parleur. Les aimants ferrites sont largement utilisés dans ce type d'application.

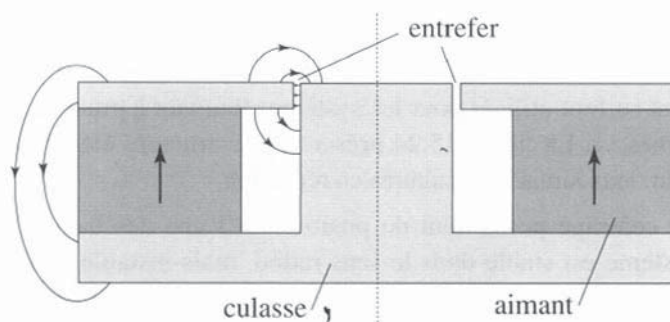


Figure 15.22 - Circuit magnétique de haut-parleur

Le même principe est utilisé dans les actionneurs pour déplacer les têtes de lecture des mémoires à disques (figure 15.23). Pour obtenir le temps d'accès minimum, l'actionneur doit créer la force la plus élevée possible ; c'est pour cela qu'il est réalisé avec des aimants NdFeB frittés. La partie mobile porte une bobine qui se déplace dans l'entrefer du circuit magnétique.

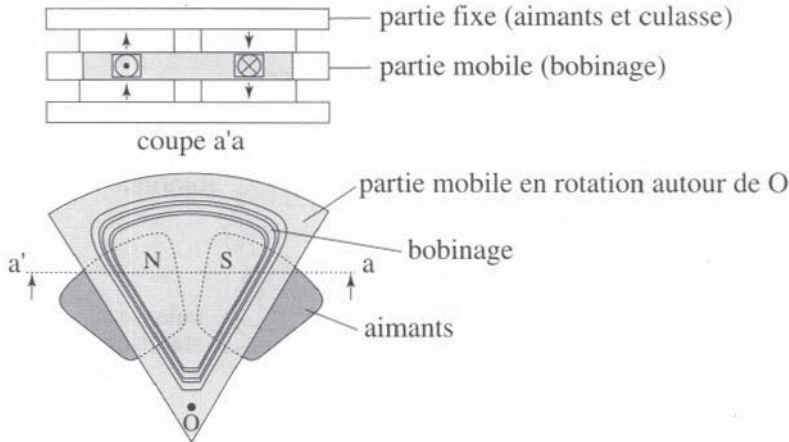


Figure 15.23 - Actionneur de tête de lecture de mémoire à disque

4.4. SYSTÈMES MAGNÉTOMÉCANIQUES

Ce sont tous les systèmes qui fonctionnent grâce aux forces créées directement entre des aimants permanents. Les forces obtenues sont proportionnelles au carré de la valeur de la polarisation de l'aimant. L'intérêt de l'utilisation des aimants terres rares est évident ; leur polarisation élevée permet d'obtenir des forces importantes. Mais les aimants travaillent souvent en répulsion dans ce type d'application ; il faut utiliser des nuances possédant un champ coercitif suffisamment grand.

Ces systèmes magnéto-mécaniques sont principalement les paliers magnétiques et les accouplements magnétiques. Il existe de nombreuses autres utilisations dans ce domaine : serrures, systèmes de fixation, ...

4.4.1. Paliers magnétiques

Ces paliers sont surtout utilisés pour les systèmes tournant à grande vitesse : volants d'inertie, turbines, ... La figure 15.24 présente une structure élémentaire largement utilisée. Ce sont deux aimants annulaires en répulsion.

Les forces de centrage permettent de positionner l'une des bagues par rapport à l'autre. Le système est stable dans le sens radial, mais instable dans le sens axial. Cette instabilité axiale doit être compensée par une butée mécanique ou un asservissement de position. Il est à noter que les deux configurations présentées, A et B, créent exactement les mêmes forces. La configuration A où l'aimantation est axiale, est plus facile à réaliser (bague d'anisotropie axiale) et à aimanter.

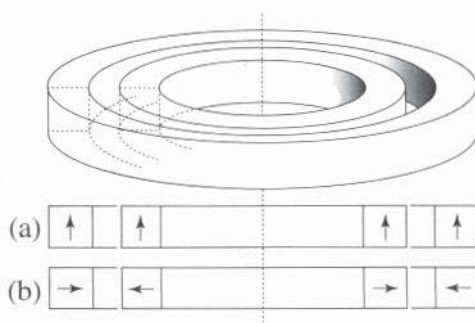


Figure 15.24 - Deux types de paliers à aimants permanents

(a) aimantation axiale - (b) aimantation radiale

Les aimants doivent présenter une très bonne homogénéité de l'aimantation pour limiter les courants induits dans la bague en vis-à-vis. Ils doivent pouvoir supporter des champs intenses importants. Ce sont surtout des aimants terres rares qui sont utilisés à cause de leur induction rémanente très élevée, et de leur champ coercitif important.

4.4.2. Accouplements magnétiques

Pour transmettre des couples ou des mouvements au travers de parois étanches, les accouplements magnétiques sont irremplaçables. Ils sont largement utilisés dans certains systèmes industriels, les étuves par exemple. Parfois aussi, ils sont employés comme limiteurs de couple, ou jouent un rôle d'isolement des vibrations dans les transmissions.

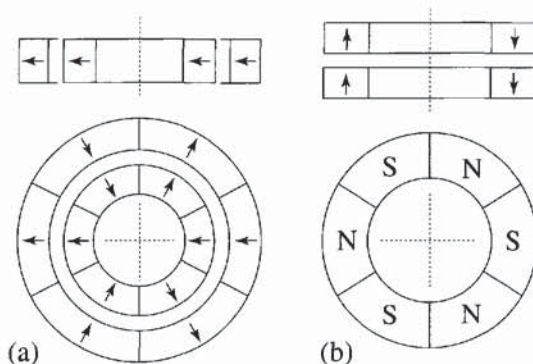


Figure 15.25 - Deux exemples d'accouplement magnétique

(a) couplage coaxial - (b) couplage frontal

Deux configurations de base sont utilisées : le système face-à-face, où la paroi de séparation est plane, et le système coaxial, où la paroi de séparation est cylindrique.

Le système face-à-face permet d'ajuster le couple maximum en modifiant l'écartement entre les deux parties de l'accouplement. Quand on veut transmettre des couples importants, c'est surtout le système coaxial qui est utilisé. Comme pour les paliers,

ces accouplements sont surtout réalisés avec des aimants terres rares. Si la température reste basse, il est possible d'utiliser des NdFeB ; sinon les SmCo sont les mieux adaptés.

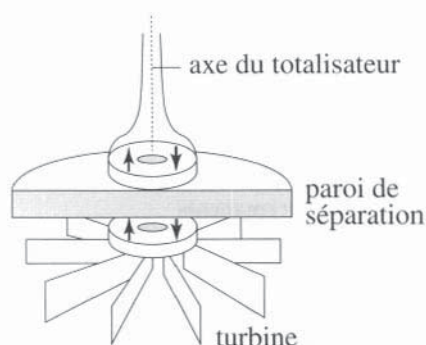


Figure 15.26 - Transmission magnétique dans un compteur d'eau

Les aimants embarqués sur la turbine et le totalisateur sont le plus souvent des aimants ferrites, mais certains gros compteurs sont équipés d'aimants terres rares. L'aimantation des aimants est quadripolaire pour éviter l'influence de champs magnétiques extérieurs.

Un autre exemple d'accouplement magnétique est donné par les systèmes de transmission utilisés dans les compteurs d'eau. La plupart fonctionnent grâce à un accouplement magnétique. Celui-ci permet de transmettre le mouvement de la turbine immergée ou du compteur volumétrique vers la partie supérieure, le totalisateur. Le système de transmission magnétique fonctionne avec un couple transmis relativement faible.

Les aimants embarqués sur la turbine et le totalisateur sont le plus souvent des aimants

4.5. AIMANTS UTILISÉS COMME SOURCE DE CHAMP MAGNÉTIQUE

Les utilisations d'aimants comme sources de champ magnétique sont très variées. Ce domaine regroupe tous les systèmes où les aimants sont utilisés pour polariser un circuit magnétique, pour créer un champ magnétique permanent, ainsi que les capteurs. Nous ne développerons que quelques exemples.

4.5.1. Capteurs

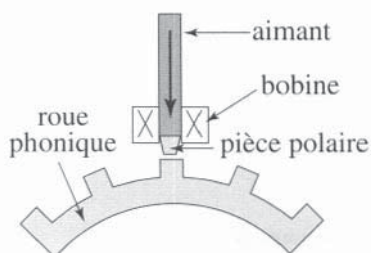


Figure 15.27
Exemple de capteur ABS

L'un des plus répandus, c'est l'ABS qui équipe certains véhicules automobiles. Plusieurs systèmes sont utilisés comme celui présenté sur la figure 15.27. La roue phonique tourne avec la roue du véhicule. A chaque passage de dent, le flux dans la pièce polaire varie et induit une tension dans la bobine. Le flux permanent est créé par un aimant, un AlNiCo pour la structure présentée.

Dans ces capteurs ABS, les aimants sont soumis à des conditions de fonctionnement assez difficiles, pour la température en particulier. Les AlNiCo remplissent correctement la fonction, mais ils sont concurrencés par des structures à aimant ferrite.

Les aimants sont aussi utilisés dans certains capteurs de position. Le système présenté sur la figure 15.28 fonctionne en différentiel : la somme des deux mesures d'induction, B_1 et B_2 , est constante. Dans chaque entrefer, l'induction magnétique est mesurée par une sonde à effet Hall, et la mesure varie linéairement avec la position angulaire de l'aimant. Le signal de sortie est donné par :

$$S = (B_1 - B_2) / (B_1 + B_2).$$

Le fonctionnement différentiel permet de s'affranchir de toute variation liée par exemple à des écarts de température. Pour cette utilisation, il est important d'utiliser des aimants ayant une excellente homogénéité de l'aimantation. Mais la valeur de l'aimantation elle-même n'est pas critique.

Les capteurs à aimants permanents se développent de plus en plus, en particulier avec la multiplication des systèmes à pilotage électrique, dans l'automobile par exemple. Les capteurs à aimant sont robustes, fiables, sans usure, et d'un coût réduit. On les trouve aussi bien dans les cages d'ascenseur que pour mesurer la vitesse sur les roues des TGV.

4.5.2. Systèmes à courants induits

Utilisation beaucoup moins connue, le champ créé par des aimants peut aussi être mis à profit pour freiner ou amortir des mouvements. C'est le cas en particulier des compteurs électriques (figure 15.29) où le disque en rotation est freiné par un système à aimants.

Autre exemple, l'entraînement de l'aiguille de l'indicateur de vitesse d'une automobile. Un câble tournant entraîne un aimant en rotation à l'intérieur d'une cloche en aluminium liée à l'aiguille. Le couple moteur ainsi créé est proportionnel à la vitesse de rotation des roues.

Un ressort développe un couple résistant proportionnel à la déviation angulaire (figure 15.30). L'aiguille du compteur tourne ainsi d'un angle qui est proportionnel à la vitesse de rotation des roues.

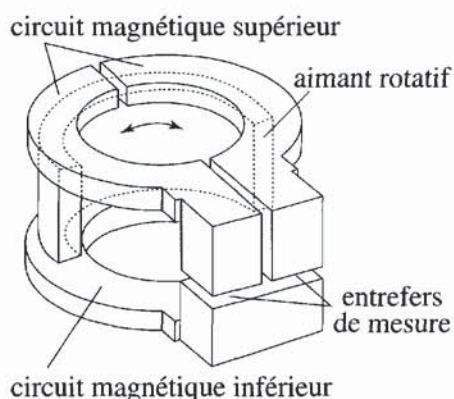


Figure 15.28 - Capteur magnétique de position angulaire

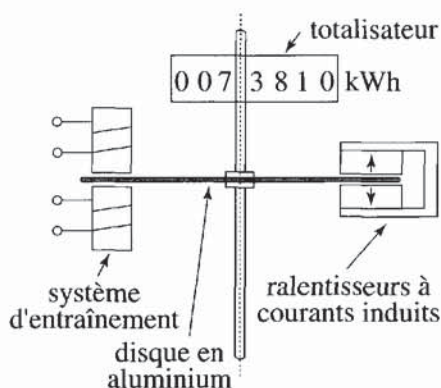


Figure 15.29 - Schéma de principe d'un compteur électrique

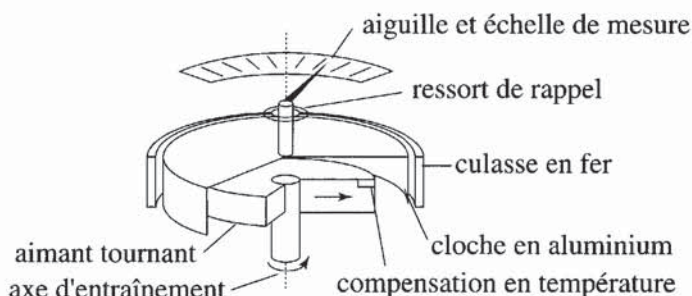


Figure 15.30 - Schéma de principe d'un compteur de vitesse automobile

Dans tous ces systèmes, le freinage doit être aussi insensible que possible aux variations de température. C'est pourquoi les aimants AlNiCo sont pratiquement toujours utilisés dans ces appareils de mesure.

On se sert aussi de l'amortissement par courants induits dans d'autres systèmes à aimants : amortisseur pour suspensions magnétiques, amortisseur de vibrations des skis ...

4.5.3. Source de champ

Les aimants constituent une source de champ permanent idéale, fonctionnant seule, sans apport d'énergie extérieure. Par exemple pour l'imagerie par résonance magnétique (IRM), les systèmes à aimants sont des concurrents directs des bobines supraconductrices. Pour les systèmes *corps entier*, il faut de l'ordre d'une tonne d'aimant NdFeB par imageur. Les aimants sont aussi bien adaptés aux systèmes IRM de plus petite taille pour l'exploration des membres par exemple.

Pour ces imageurs, il faut un champ constant, homogène sur un grand volume. Deux structures sont couramment employées :

- ♦ la première utilise des aimants avec des pièces polaires dont la forme permet d'obtenir un champ constant, et une culasse ferromagnétique (figure 15.31)
- ♦ la seconde est appelée "Cylindre de Halbach" ou *cylindre magique*. En utilisant des directions d'aimantation qui tournent continûment quand on décrit le périmètre de la section, on obtient un champ homogène et constant sur l'ensemble du volume interne (figure 15.32).

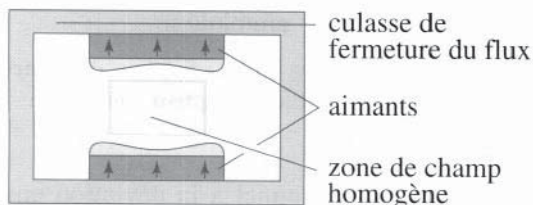


Figure 15.31 - Système de création de champ homogène

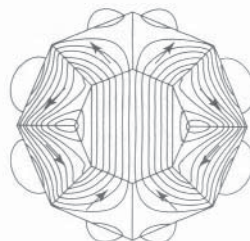


Figure 15.32
Cylindre de Halbach

L'induction interne dans le "cylindre de Halbach" est donnée par :

$$B = J_r \ln(r_2/r_1) \quad (15.9)$$

Si le rapport (r_2/r_1) est assez grand, la valeur de l'induction obtenue peut être très supérieure à J_r . La limitation ne provient que du champ coercitif des aimants utilisés.

Ce type de source est non seulement réalisé en grande taille pour l'IRM, mais aussi en taille centimétrique ou décimétrique comme source de champ pour des systèmes de mesure. Pour obtenir une induction élevée, la plupart de ces systèmes sont réalisés en NdFeB.

Une source de flux intense dérivée de ces structures a été réalisée et a permis de dépasser les 4 teslas. Il s'agit d'une sphère d'aimants NdFeB équipée d'un noyau de Fer-Cobalt, d'encombrement extérieur d'environ ϕ 100 mm. Les nuances de NdFeB utilisées sont réparties en fonction des champs démagnétisants auxquels les blocs élémentaires sont soumis localement. Le prototype délivre une densité de flux de 4,6 T dans un volume utile de diamètre 6 mm \times hauteur 0,5 mm. Cet entrefer de 0,5 mm peut être porté jusqu'à 6 mm, le champ descend alors à 3 T. La sphère est implantée sur une ligne de lumière à l'ESRF, pour des expériences de magnéto-optique [9].

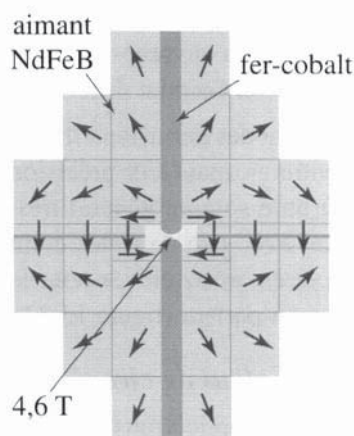


Figure 15.33 - Sphère 4 T

Le champ permanent est créé uniquement avec des aimants et du FeCo

Les aimants peuvent aussi être utilisés pour créer des champs alternés. C'est par exemple le cas des *Wigglers* et des *Ondulateurs* utilisés au Synchrotron de Grenoble (ESRF). Des aimants NdFeB engendrent un champ alterné vertical qui va faire serpenter la trajectoire des particules qui tournent dans l'anneau. C'est lors de ce mouvement qu'elles génèrent le rayonnement synchrotron.

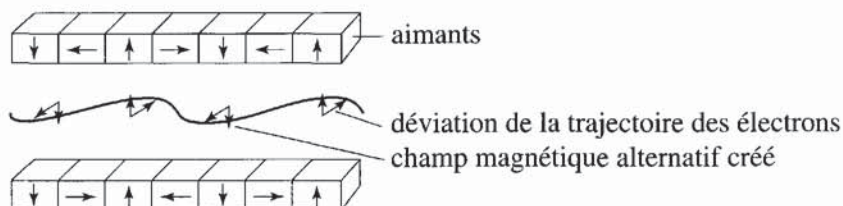


Figure 15.34 - Schéma de principe d'un wiggler ou d'un ondulateur

4.6. CALCUL DES SYSTÈMES À AIMANTS PERMANENTS

Les méthodes de calcul ont beaucoup évolué au cours des dernières années. Ceci est dû à la fois au développement des méthodes analytiques et au calcul numérique.

4.6.1. Calcul de circuit fermé

Le calcul d'un circuit fermé, c'est-à-dire où le flux de l'aimant est canalisé par des pièces polaires vers un entrefer, est souvent effectué par la méthode développée au début de ce chapitre (§ 1.2.1). Le plus difficile est d'estimer le coefficient de fuite σ du circuit magnétique et son coefficient r de perte de force magnétomotrice. Les équations (15.4) et (15.5) permettent de déterminer le point de fonctionnement de l'aimant, par l'intersection de la droite $-B_a/\mu_0 H_a$ et de la courbe de désaimantation $B(H)$ de l'aimant, comme le montre la figure 15.3 [10].

Le coefficient de fuite σ dépend en particulier de la géométrie de l'entrefer. On trouve dans certains ouvrages, comme celui de Parker [11] ou de Hadfield [12] la valeur de ce coefficient σ pour différentes formes de pièces polaires.

Ces méthodes permettent de déterminer assez rapidement la valeur de l'induction dans un entrefer, mais leur précision est limitée car les fuites qui existent en dehors de la zone utile sont en général très mal connues. Les résultats sont acceptables pour un circuit avec peu de fuites comme un moteur à courant continu (figure 15.19), mais l'erreur est assez élevée pour les circuits où les fuites sont importantes comme ceux d'un haut-parleur (figure 15.22).

4.6.2. Calcul de circuit ouvert

Dans les applications magnéto-mécaniques que sont les paliers magnétiques, les accouplements magnétiques ou certains systèmes de fixation, les aimants travaillent avec des grands entrefers, voire même en répulsion. Les méthodes précédentes ne sont plus utilisables. Pour calculer ces systèmes, on peut remplacer les aimants par des répartitions de masses magnétiques équivalentes sur les pôles. Le problème peut alors se traiter comme un problème d'électrostatique, et les forces se calculent par intégration des forces élémentaires entre les distributions de masses magnétiques équivalentes.

La présence de pièces polaires ou de plaques ferromagnétiques dans le voisinage peut être traitée comme un effet de miroir si leur taille et leur perméabilité sont suffisamment grandes. Le système "aimant-plaque" peut être remplacé par un système de deux aimants où le deuxième aimant est l'image du premier par symétrie par rapport à la surface de la plaque. Le calcul des forces ou des couples se transforme alors en sommes d'interactions d'aimants élémentaires.

Pour un barreau de section rectangulaire, ou pour un parallélépipède aimanté, on peut calculer analytiquement le champ magnétique créé tout autour. Toujours par expressions analytiques, les interactions entre deux aimants peuvent être calculées en deux et en trois dimensions (2D et 3D) : énergie d'interaction, forces, couples, raideurs, ...

Un chapitre entier de l'ouvrage de J.M.D. Coey [8] intitulé "Magnetomechanical devices" est consacré à ces calculs analytiques. Par exemple, les forces entre deux aimants parallélépipédiques et d'aimantations parallèles (figure 15.35) sont données par :

$$F = \frac{JJ'}{4\pi\mu_0} \sum_{\substack{i,j,k,l,p,q \\ =0,1}} (-1)^{i+j+k+l+p+q} \Phi(u_{ij}, v_{kl}, w_{pq}, r)$$

où la fonction Φ a pour valeur :

$$\text{pour } F_x, \quad \Phi_x = \frac{1}{2} (v^2 - w^2) \ln(r - u) + uv \ln(r - v) + uw \operatorname{Arctg} \frac{uv}{rw} + \frac{1}{2} ru$$

$$\text{pour } F_y, \quad \Phi_y = \frac{1}{2} (u^2 - w^2) \ln(r - v) + uv \ln(r - u) + uw \operatorname{Arctg} \frac{uv}{rw} + \frac{1}{2} rv$$

$$\text{pour } F_z, \quad \Phi_z = -uw \ln(r - u) - vw \ln(r - v) + uw \operatorname{Arctg} \frac{uv}{rw} - rw$$

$$u_{ij} = \alpha + (-1)^j A - (-1)^i a ;$$

avec :

$$v_{kl} = \beta + (-1)^l B - (-1)^k b ;$$

$$w_{pq} = \gamma + (-1)^q C - (-1)^p c ;$$

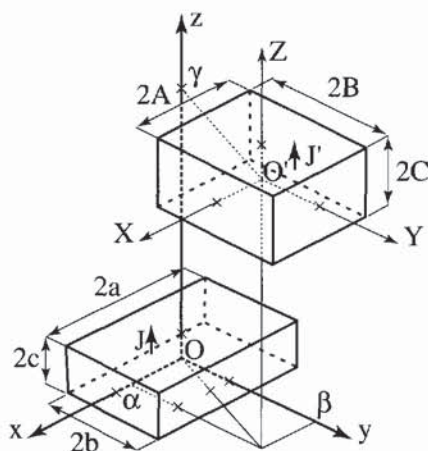
et

$$r = (u_{ij}^2 + v_{kl}^2 + w_{pq}^2)^{1/2}.$$

Ces expressions peuvent paraître complexes, mais elles sont facilement incorporables dans un programme assez simple, et permettent une optimisation rapide du système calculé.

Figure 15.35 - Interaction entre deux aimants parallélépipédiques

Le centre O du premier aimant, de polarisation \mathbf{J} et de dimensions $2a.2b.2c$, est aussi l'origine du référentiel Oxyz. Le second aimant, de polarisation \mathbf{J}' et de dimensions $2A.2B.2C$, a pour centre O'. La position du second aimant par rapport au premier est donnée par la position de son centre O', dont les coordonnées sont (α, β, γ) dans le référentiel Oxyz.



4.6.3. Méthodes numériques

Pour les problèmes où les formes géométriques sont plus complexes, ou bien si les matériaux doux du circuit magnétique sont saturés, les méthodes numériques sont les seules qui permettent de calculer le système. Plusieurs méthodes sont utilisables, mais la *méthode des éléments finis* est la plus souvent employée. Les logiciels de calcul existent en 2D et en 3D, mais ce dernier nécessite une puissance de calcul importante pour des résultats dont la précision est limitée par le nombre d'éléments. Il est préférable d'utiliser les logiciels 2D dans tous les cas où c'est possible, et le 3D dans les cas plus difficiles : absence de symétrie, effets d'extrémités, etc.

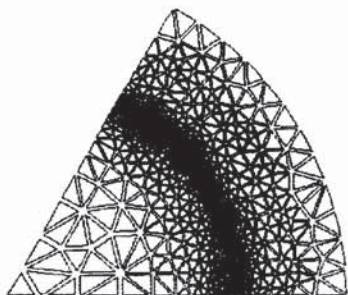
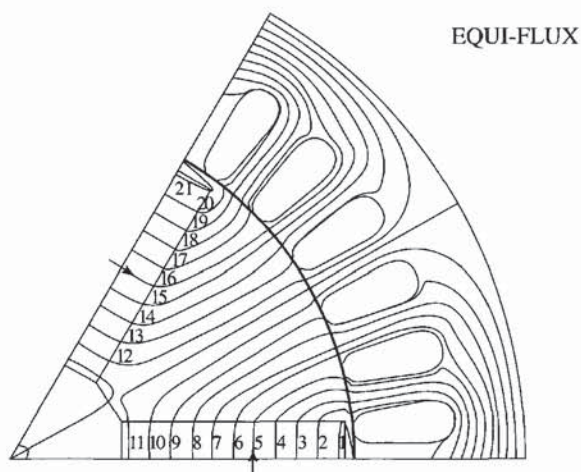


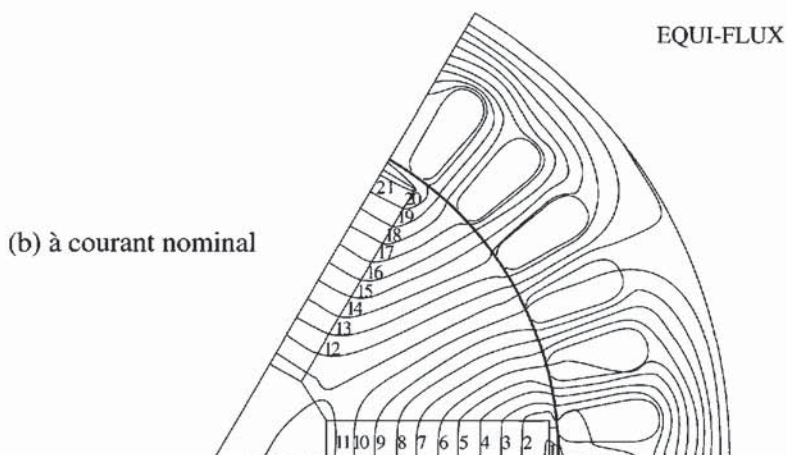
Figure 15.36 - Découpage en éléments du domaine étudié (FLUX2D)

Nous allons illustrer l'utilisation de ce type de logiciel par l'exemple du moteur synchrone à aimant présenté sur la figure 15.20. Le logiciel utilisé, dénommé *FLUX2D*, fonctionne par éléments finis. Il est issu des travaux du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble. Le domaine étudié est découpé en éléments (figure 15.36), dont la densité est beaucoup plus grande dans la zone où l'énergie magnétique est importante, c'est-à-dire autour de l'entrefer.

Un exemple de résultat est présenté sur la figure 15.37, où le logiciel a calculé la distribution des lignes de champ.



(a) à courant nul



(b) à courant nominal

Figure 15.37 - Exemple de calcul de carte de champ

Sans courant, figure 15.37-a, la distribution de ces lignes est parfaitement symétrique. Au courant nominal I_n , figure 15.37-b, la carte des lignes de champ est très légèrement déformée. On peut voir que le flux principal dans la machine est créé par les aimants, et que le flux dû aux courants du stator ne le modifie que très peu.

4.6.4. Caractéristiques des aimants

Pour utiliser correctement les nuances d'aimants commercialement disponibles, il faut connaître leurs caractéristiques tant magnétiques que physiques. Les fabricants fournissent les caractéristiques des matériaux qu'ils produisent. On s'adressera par exemple en France à Ugimag, 38 St Pierre d'Allevard, en Allemagne à Vac*, Hanau ou à Widia, Essen et, hors de l'Europe, à Sumitomo Special Metals, Osaka (au Japon) ou à Magnequench*, Anderson (aux USA).

Cette liste, loin d'être exhaustive, n'est donnée qu'à titre indicatif.

5. MATÉRIAUX À AIMANT :

MICROSTRUCTURES ET PROCÉDÉS D'ÉLABORATION

5.1. LA RÉSISTANCE AU RETOURNEMENT D'AIMANTATION (COERCITIVITÉ) : COMMENT LA DÉVELOPPER ?

La coercitivité, propriété fondamentale des matériaux durs, définit la résistance qu'un matériau est capable d'opposer au renversement de son aimantation M lorsqu'il est soumis à un champ magnétique appliqué en sens inverse de M . Elle est mesurée par le champ de retournement de l'aimantation (noté H_R), celui auquel correspond le maximum de la susceptibilité irréversible (dans le demi-plan $H < 0$).

Remarque : Dans la pratique, on assimile généralement H_R au champ coercitif intrinsèque $H_C \equiv H_C^M$ (champ inverse pour lequel l'aimantation M passe par zéro).

Avant retournement, l'aimantation peut évoluer de façon réversible (sous l'effet des rotations de moments locaux), et cette évolution peut être importante, mais l'aimant conserve son pouvoir. Au contraire, dès que le retournement s'est produit, les propriétés d'aimant sont perdues.

Le retournement de l'aimantation a été évoqué et, en partie, étudié dans deux des chapitres précédents : chapitre 5 § 8.2 et chapitre 6 § 3 et § 4.3. Il ressort de ces présentations que deux conditions doivent impérativement être remplies pour que l'aimantation d'un matériau magnétique parvienne à résister à un champ inverse important. La première de ces conditions concerne une propriété intrinsèque du matériau considéré, son anisotropie : celle-ci doit être uniaxiale et la plus forte possible.

* Fabricants d'aimants terres rares seulement.

La seconde condition est la mise en place d'une microstructure spécifique permettant une bonne gestion des défauts que contient le matériau. C'est ce qui fait dire qu'au bout du compte, la coercitivité est une propriété extrinsèque du matériau.

5.1.1. L'anisotropie uniaxiale forte

Le modèle de Stoner-Wohlfarth (§ 8.2 du chapitre 5) montre que rien ne peut empêcher le retournement de l'aimantation lorsque le champ inverse appliqué atteint la valeur du champ d'anisotropie total $H_A^{\text{tot}} = H_A + H_A^f$ (H_A = champ d'anisotropie magnétocristalline, et H_A^f = champ d'anisotropie de forme). Inversement, il n'est théoriquement pas possible de renverser l'aimantation d'un matériau parfaitement homogène dans un champ inférieur au champ d'anisotropie magnétocristalline H_A , c'est l'inégalité de Brown, équation (5.64). Ainsi, le champ de renversement d'une substance idéalement homogène est compris entre le champ d'anisotropie magnétocristalline et le champ d'anisotropie total :

$$H_A \leq H_R \leq H_A^{\text{tot}} \quad (15.10)$$

De ce fait, les champs d'anisotropie, notamment le champ d'anisotropie magnétocristalline H_A , sont des références absolues pour les champs de retournement.

5.1.2. Le rôle des défauts et la nécessité d'une microstructure

Dans la réalité, on observe que $H_R \ll H_A$. Ce résultat constitue le *paradoxe de Brown* (chapitre 6, § 3.1). Il met en évidence que le processus de retournement de l'aimantation prend naissance sur les défauts magnétiques du matériau (défauts de composition, défauts cristallins, contraintes, etc.) et n'est pas un phénomène collectif car il ne concerne à un instant donné qu'une petite zone du matériau. La première phase de ce processus, dont nous détaillerons les mécanismes possibles au § 7.2.1 de ce chapitre, est localisée sur le défaut déclencheur et dans son voisinage : c'est la phase de *nucléation* du renversement d'aimantation. A cette phase succède la phase de *propagation* du retournement, sous la forme d'une vague : la paroi créée autour du noyau initial se développe et, poussée par le champ, traverse le matériau tout entier.

Chercher à augmenter le champ de retournement H_R implique donc :

- ◆ de partir de systèmes possédant une forte anisotropie uniaxiale,
- ◆ et de réduire le nombre et l'influence des défauts qu'ils contiennent pour retarder la nucléation du retournement.

Au cas où la nucléation intervient trop tôt, on peut aussi faire agir d'autres défauts, qui bloquent autour du noyau la paroi créée et empêchent sa propagation.

La nature des défauts et leur répartition déterminent entièrement les conditions dans lesquelles la coercitivité peut se développer. Ces conditions sont réalisées par la microstructure, dont la mise en place dépend du procédé de fabrication de l'aimant.

5.2. NÉCESSAIRE RÉDUCTION EN GRAINS DU MATÉRIAU À AIMANT

La microstructure à construire doit permettre d'atteindre les objectifs suivants : une coercitivité maximale (champ de retournement maximum), une induction rémanente maximale et un cycle en aimantation rectangulaire. La réalisation de chacun de ces objectifs est facilitée par l'existence d'une microstructure granulaire.

5.2.1. Réduction en grains pour retarder la nucléation

Lors de la phase de nucléation, le processus de retournement de M prend naissance sur un défaut particulier (le plus nuisible) et l'aimantation se retourne alors dans tout le volume magnétique contenant le défaut, dès que le champ appliqué permet la propagation de la paroi formée. Pour réduire l'influence des défauts majeurs, on les isole. C'est la première raison qui conduit à fractionner le matériau en grains magnétiquement indépendants.

La figure 15.38 met en évidence l'influence sur la coercitivité de SmCo_5 de la réduction en grains du composé massif. Au fur et à mesure du broyage, le champ coercitif augmente, se stabilise, puis diminue quand le broyage introduit lui-même de nouveaux défauts dans les grains produits [13]. La taille de grains optimale est comprise entre 0,5 et 10 microns pour SmCo_5 et $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, elle est de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$ pour les ferrites. Le broyage fait apparaître directement la coercitivité dans les poudres de ferrites, ou celles de SmCo_5 . Dans le cas de NdFeB , les grains de $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ ne sont pas coercitifs : leur surface s'altère au contact de l'air. Ils n'acquerront leur coercitivité qu'en fin de processus d'élaboration, lors d'une étape de recuit post-frittage. Au cours de celle-ci, une phase intergranulaire se constitue, qui joue un rôle essentiel de protection des grains et permet ainsi le développement de la coercitivité dans ces aimants.

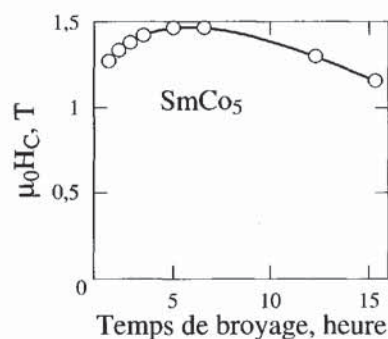


Figure 15.38 - Influence de la durée du broyage sur la coercitivité des aimants SmCo_5 , d'après [13]

5.2.2. Réduction en grains pour augmenter la rémanence et la rectangularité du cycle $M(H)$

Lorsque les grains issus d'un broyage (ou d'un autre traitement adapté) sont des monocristaux, ils peuvent être orientés dans un champ magnétique. Les avantages qui résultent de cette orientation ont déjà été expliqués (voir § 2.2).

Rendre possible l'orientation des cristallites est le seul objectif qui est visé dans le traitement de broyage que subissent les aimants 2-17, produits à partir de l'alliage $\text{Sm}(\text{CoFeCuZn})_{7,8}$ démixé en deux phases. Dans ces matériaux, la coercitivité n'est pas obtenue en retardant le phénomène de nucléation, mais en empêchant la propaga-

tion de la vague de retournement de l'aimantation par le piégeage des parois : la coercitivité est dite de *piégeage* (voir § 7.2.1) et elle existe déjà dans le matériau massif.

Une microstructure typique d'aimant fritté et orienté a été schématisée sur la figure 15.11 : les grains monocristallins, dont les aimantations pointent dans des directions voisines, sont séparés les uns des autres par une phase intergranulaire qui les isole magnétiquement (c'est-à-dire supprime entre eux les interactions d'échange).

5.3. PRINCIPES GÉNÉRAUX DES PROCÉDÉS MIS EN ŒUVRE POUR L'OBTENTION DES MICROSTRUCTURES D'AIMANTS

A chaque aimant correspond une microstructure optimale, aboutissement d'un procédé méticuleusement mis au point. De nombreux éléments participent à la définition de la microstructure, notamment : la taille des cristallites, leur agencement en présence ou non d'une phase intergranulaire, la nature précise de cette phase et celle d'autres phases secondaires éventuelles, ainsi que l'optimisation des phases par des additifs choisis et/ou des traitements thermiques particuliers, l'alignement sous champ des cristallites quand il est possible, la protection contre la corrosion si nécessaire, etc.

5.3.1. Aimants frittés orientés

Les procédés métallurgiques mis en œuvre pour la fabrication d'aimants frittés orientés tendent à réaliser au mieux les opérations suivantes :

- ◆ la réduction en grains fins par broyage simple, ou par démixion puis broyage de l'alliage de départ ;
- ◆ la protection et l'isolation magnétique des grains par la mise en place, entre les grains, d'une phase secondaire secrétée par l'alliage lui-même lors du traitement thermique ;
- ◆ l'orientation des grains, grâce à l'application d'un champ magnétique fort, avant ou pendant la compression, ou au cours du traitement thermique dans le cas des AlNiCo ;
- ◆ la densification des grains, en général par frittage.

Les divers procédés utilisés sont spécifiés dans le tableau 15.2 pour chacun des principaux types d'aimant. Seules les étapes principales sont citées. On remarquera que la métallurgie des poudres [5, 14] est le procédé de référence.

La qualité de l'alignement des cristallites est fonction de l'intensité du champ appliqué et de la méthode de compression utilisée. On peut :

- ◆ aligner et comprimer le long du même axe,
- ◆ aligner perpendiculairement à l'axe de compression,
- ◆ ou appliquer une pression isostatique sur une poudre préalignée

comme schématisé respectivement sur les figures 15.39-a, 15.39-b ou 15.39-c.

Passer d'une compression axiale à une compression transverse puis à une compression isostatique augmente à chaque fois le coût de fabrication de l'aimant. Pour les

aimants *SmCo* et *NdFeB* le degré d'alignement augmente lorsqu'on passe de la compression axiale ($M_r / M_s \approx 87\%$) à la compression transverse ($M_r / M_{sat} \approx 92\%$), puis à la pression isostatique ($M_r / M_{sat} \geq 95\%$).

Tableau 15.2 - Procédés de fabrication des aimants

	Ferrite fritté	NdFeB fritté	SmCo ₅ fritté	SmCo 2-17	AlNiCo
Phase principale	BaO·6Fe ₂ O ₃ SrO·6Fe ₂ O ₃	Nd ₂ Fe ₁₄ B	SmCo ₅	Sm ₂ (CoFe) ₁₇	FeCo
Anisotropie	-----	magnétocristalline	-----	-----	de forme
Réduction en grains	-----	par broyage	-----	par démixion thermique + broyage	par démixion thermique
Phase inter-granulaire	BaO·nFe ₂ O ₃ SrO·nFe ₂ O ₃	eutectique riche en Nd	eutectique Sm	Sm(CoCu) ₅	NiAl
Orientation des grains	-----	par compression sous champ	-----	-----	par traitement thermique sous champ
Densification	-----	au cours du frittage	-----	-----	pendant la fusion ou le frittage
Nature du procédé générique utilisé	-----	métallurgie de poudres	-----	-----	fonderie ou métallurgie de poudres

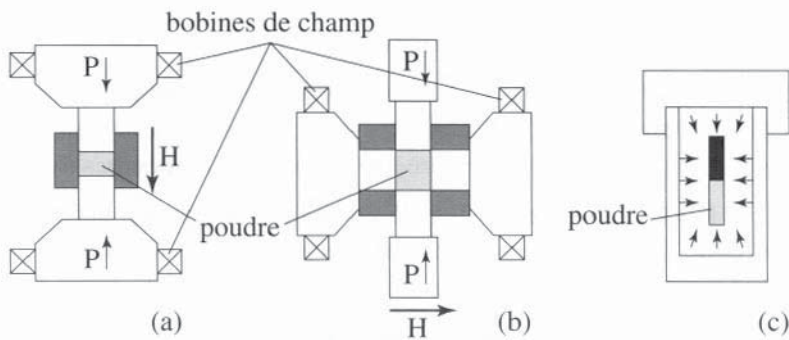


Figure 15.39 - Différents modes de compression de poudres sous champ

(a) compression axiale - (b) compression transverse - (c) compression isostatique
L'alignement sous champ est effectué lors d'une étape antérieure à la compression.

Une méthode de compression intéressante [15] peut être utilisée pour les aimants NdFeB frittés (voir figure 15.40) : un moule de caoutchouc transforme une pression uniaxiale (facile à appliquer) en une pression quasi-isostatique (la plus efficace). Les deux opérations, alignement (sous champ pulsé de 4 T environ) et compression sont effectuées à la suite l'une de l'autre, sans manipulation intermédiaire de l'échantillon. Le taux d'alignement obtenu est de l'ordre de 95% et peut atteindre 97%.

Dans les aimants AlNiCo, l'anisotropie uniaxiale est fournie par la forme allongée des grains magnétiques (l'anisotropie elle-même est donc ici un effet de microstructure). Ce résultat est obtenu au cours du traitement thermique de démixion sous champ. Grâce à la présence de cobalt dans l'alliage de départ (qui augmente la température de Curie de la phase principale), la démixion commence en dessous de T_C . Elle peut donc s'effectuer efficacement sous un champ magnétique de l'ordre de 0,3 T. Les particules créées (de structure cubique) s'allongent considérablement le long de l'axe $\langle 100 \rangle$ le plus proche de la direction du champ. Tous ces axes peuvent être alignés dans la même direction si l'on favorise une croissance cristalline le long de la direction préférentielle (cristallisation colonnaire). Une microstructure presque parfaite est obtenue (figure 15.41), où les grains allongés et bien séparés (taux de phase magnétique voisine de 65 %) ont une longueur 10 à 50 fois supérieure à leur diamètre [16].

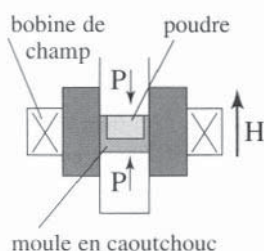


Figure 15.40
Pression quasi-isostatique
utilisant un moule souple

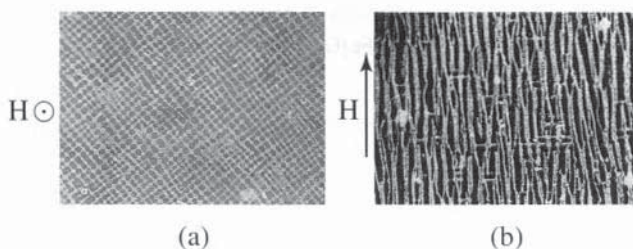


Figure 15.41 - Texture d'aimants AlNiCo
obtenus par démixion sous champ, d'après [16]
(a) plan parallèle à la direction de H
(b) plan perpendiculaire à la direction de H

5.3.2. Poudres coercitives et aimants liés

L'élaboration d'aimants liés nécessite l'obtention d'une poudre, de granulométrie typiquement comprise entre 10 et 200 microns, ayant des qualités d'aimant permanent. Les poudres les plus produites sont les poudres de ferrite et les poudres de NdFeB.

Les poudres de ferrite fabriquées industriellement sont obtenues par la ferritisation de l'hexaferrite issue de la calcination des constituants (Fe_2O_3 ou $SrCO_3$), suivie du broyage indispensable. En laboratoire, on utilise aussi une voie chimique, qui produit en une seule étape une poudre magnétique finement divisée, sans broyage.

Les poudres de NdFeB sont obtenues par une méthode de trempe rapide (ou trempe sur roue). Cette voie originale a été proposée en 1983 par Croat et Herbst de General Motors [17]. Un jet d'alliage fondu est projeté sur la jante froide d'une roue de cuivre massif (ou de cuivre-béryllium), refroidie à l'eau, et tournant à grande vitesse (figure 15.42). Des vitesses de refroidissement allant jusqu'à 10^6 degrés par seconde peuvent ainsi être atteintes. L'opération a lieu dans une enceinte fermée, sous atmosphère d'hélium ou d'argon. Très cassant, le ruban obtenu, d'environ 30 μm d'épaisseur, se brise spontanément en morceaux de faible longueur. Ses propriétés magnétiques dépendent de tous les paramètres mécaniques et thermiques de l'opération : température de

l'alliage fondu, vitesse d'éjection, vitesse de roue, taux de refroidissement, etc. La coercitivité dépend, notamment, beaucoup de la vitesse de roue ; on la contrôle plus aisément en effectuant d'abord une hypertrempe puis en ajustant la grosseur des cristallites par un recuit.

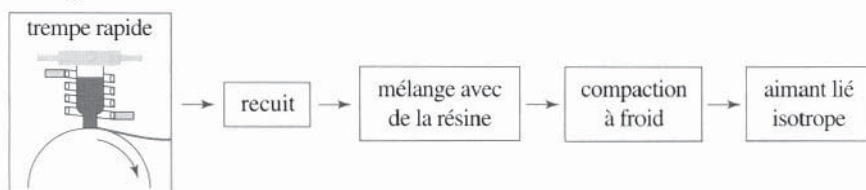


Figure 15.42 - Processus d'élaboration d'un aimant lié isotrope

Les morceaux de ruban ainsi traités sont faits de cristallites dont la taille moyenne est voisine de 50 nm (environ cent fois plus petits que les cristallites d'aimant fritté). Les axes d'anisotropie de ces cristallites sont distribués au hasard dans toutes les directions de l'espace : le matériau de base est donc isotrope. En 1999, on n'a pas encore réussi à obtenir des poudres de NdFeB, à la fois coercitives et orientables sous champ, qui permettraient de fabriquer des aimants liés orientés, beaucoup plus performants que les aimants isotropes.

On peut noter qu'à partir des morceaux de ruban de NdFeB obtenus par trempe sur roue, plusieurs types d'aimants sont produits : ils sont proposés sous la dénomination : MagneQuench (MQ).

6. LES MATÉRIAUX DE BASE POUR AIMANT PERMANENT

6.1. CARACTÉRISTIQUES MAGNÉTIQUES DES ÉLÉMENTS 3d ET 4f FACE AUX PROPRIÉTÉS REQUISES POUR OBTENIR UN MATÉRIAU DUR

De ce qui a été dit jusque là, il ressort qu'un matériau pour aimant doit posséder, entre la température ambiante et une température de 100 à 150°C, une aimantation et une anisotropie les plus fortes possible. Il doit donc, en particulier, être ferro- ou ferrimagnétique jusqu'à des températures élevées (supérieures à 500 K). En outre son anisotropie doit être uniaxiale et favoriser l'axe de haute symétrie.

Face à ces requêtes, il est utile de rappeler, d'abord, ce que sont les propriétés spécifiques des éléments magnétiques de base :

- ◆ éléments de transition (Fe, Co, Ni, ...), où le magnétisme est dû à la couche électronique 3d ;
- ◆ éléments de terres rares (Nd, Sm, ...), où le magnétisme est dû à la couche électronique 4f.

La revue détaillée des propriétés magnétiques intrinsèques de tous ces éléments et des fondements de ces propriétés a été faite aux chapitres 7, 8 et 9.

6.1.1. Moments magnétiques et interactions d'échange dans les métaux de terres rares et de transition

Le magnétisme des éléments de terre rare est dû à la couche 4f. Celle-ci est très localisée (voir figure 7.8). Les interactions électron-électron sont fortes (de l'ordre de 10 eV) et donnent lieu (voir chap. 7 § 1.2.2) à une construction du moment atomique selon les règles de Hund : $S = S_{\max}$, puis $L = L_{\max}$. Les moments L et S sont fortement couplés par le terme de couplage spin-orbite λLS , de l'ordre de 1 eV, entre moment orbital et moment de spin. La valeur des moments magnétiques (jusqu'à $10 \mu_B$ /atome) est bien définie (moment atomique = $gJ\mu_B$).

Du fait du caractère localisé et profond de la couche magnétique au sein des atomes de terre rare, il n'y a pas d'interaction directe entre les électrons 4f appartenant à des atomes différents. Cependant les électrons 5d et 6s des terres rares, de caractère itinérant, interagissent avec les électrons 4f sur chaque atome. Ils sont polarisés et donnent lieu à un couplage indirect entre les moments 4f localisés (voir chapitre 9, § 3.1 : interaction RKKY). Dans les métaux de terres rares, ce couplage est relativement faible (0,01 eV) et conduit à des températures d'ordre inférieures à la température ambiante (la plus haute, 20°C, est trouvée pour le gadolinium métallique). En outre, la polarisation des électrons de conduction oscille avec la distance et prend des valeurs alternativement positives et négatives (voir figure 9.4). Elle peut donc conduire à divers types de couplages magnétiques, et pas seulement au couplage ferromagnétique.

Dans les métaux de transition, tels que le fer ou le cobalt, les électrons 3d, à l'origine du magnétisme, sont itinérants et forment une bande dont la largeur est typiquement de 5 eV. Les interactions d'échange, de l'ordre de 1 eV, tendent à favoriser l'occupation des états de la même demi-bande (c'est-à-dire avec le même état de spin : phénomène équivalent à celui qui régit la première règle de Hund), mais cela conduit évidemment à une augmentation de l'énergie cinétique. Quand la confrontation entre échange et énergie cinétique aboutit à ce qu'un certain décalage existe entre les deux demi-bandes, celle de spin \uparrow (dans la direction du moment résultant) et celle de spin \downarrow (dans la direction opposée), elle donne lieu à un moment magnétique permanent (voir chapitre 8). Cela n'arrive que dans un petit nombre de cas, principalement les systèmes basés sur Mn, Fe, Co ou Ni. La valeur maximale du moment pour un métal simple est obtenue pour le fer : $2,2 \mu_B$ par atome de fer. Le moment magnétique expérimental des métaux et alliages 3d, rapporté au nombre d'électrons 3d par atome, évolue suivant la courbe dite *de Slater-Pauling* dont la signification a été brièvement expliquée au chapitre 8.

Les interactions magnétiques dans les métaux de transition sont en général plus fortes que dans les métaux de terres rares. De façon qualitative, le ferromagnétisme domine lorsque la bande 3d est presque pleine. Le cobalt s'ordonne ferromagnétiquement à 1 392 K, et le nickel dont le moment magnétique n'est que de $0,6 \mu_B$ /atome s'ordonne à 631 K. En milieu de bande, une compétition tend à exister entre interactions de types ferromagnétique et antiferromagnétique. Le fer métal s'ordonne à 1 043 K, mais

de nombreux alliages à base de fer ne s'ordonnent qu'à basse température, du fait de la compétition entre interactions antagonistes. Quant au manganèse et à ses alliages, ils sont le plus souvent antiferromagnétiques.

En conclusion, fer, cobalt et nickel sont les seuls corps simples, qui, à l'état métallique possèdent une température de Curie supérieure à la température ambiante. Ces éléments, auxquels on peut ajouter le manganèse, sont ceux dont aucun matériau magnétique, utilisable pour des applications, ne peut se passer.

6.1.2. Anisotropie magnétocristalline des éléments 3d et 4f

L'anisotropie magnétocristalline provient des effets d'attraction-répulsion exercés, sur les électrons des couches magnétiques d'un ion, par le champ électrique rayonné par les ions environnants (le champ cristallin). Si, ni les orbitales électroniques des couches magnétiques considérées, ni les équipotentiels du champ cristallin ne forment des figures de symétrie sphérique, ce couplage aboutit à une orientation préférentielle (correspondant à un minimum d'énergie) de la distribution électronique et du moment orbital associé. Par le couplage spin-orbite, le moment de spin est entraîné à accompagner le moment orbital. C'est donc le moment magnétique atomique global qui s'oriente selon une direction cristallographique particulière.

Une discussion plus quantitative de l'anisotropie magnétocristalline requiert de prendre en compte, les uns après les autres, tous les termes d'énergie mis en jeu, notamment l'échange (qui détermine le moment de spin), le couplage spin-orbite et le couplage de la couche magnétique avec le champ cristallin. Les importances relatives de ces contributions ne sont pas les mêmes suivant que l'on considère les éléments de transition ou les éléments de terres rares.

Cas des éléments de transition Fe, Co, Ni

Du fait de sa situation externe à l'ion magnétique, la couche 3d des éléments de transition est très fortement couplée au champ cristallin de l'environnement. Ce couplage est le terme d'énergie dominant. Il entre en concurrence avec la répulsion électrostatique intra-atomique qui définit les règles de Hund dans les systèmes isolants. La distribution électronique adopte une configuration qui minimise son interaction avec le champ cristallin et les valeurs des moments orbital et de spin s'en trouvent fortement modifiées. En particulier, le moment orbital est nul ou faible en symétrie cubique. Les termes d'énergie à considérer, après le champ cristallin, sont par ordre d'intensité décroissante, le couplage d'échange entre spins et le couplage spin-orbite (λLS).

L'intensité de ce dernier terme est de l'ordre de 10^{-2} eV/atome. Le moment de spin S_z peut s'orienter presque librement dans n'importe quelle direction cristallographique, sans que cela n'affecte notablement l'énergie du système. L'anisotropie magnétique est donc faible (de l'ordre de 10^{-5} eV par atome) : ce cas est observé, par exemple, dans le fer et le nickel métalliques.

Lorsque la symétrie du champ cristallin est uniaxiale, le moment orbital n'est plus nul. Il est maximum selon une direction cristallographique particulière. Grâce au couplage λLS , le moment de spin accompagne le moment orbital et cette direction particulière devient de facile aimantation. L'énergie d'anisotropie atteint ainsi dans les alliages hexagonaux de cobalt une valeur de 10^{-4} eV par atome.

Cas des métaux de terres rares (voir chapitre 7 § 4.4)

Largement protégée par l'écrantage des couches électroniques plus externes, la distribution des électrons 4f subit beaucoup moins l'influence du champ cristallin. Dans les terres rares, c'est toujours l'interaction de couplage λLS qui est dominante. Viennent ensuite, pour les systèmes qui nous intéressent, les interactions d'échange ; le champ cristallin n'intervient qu'en troisième lieu.

La distribution électronique de la couche 4f est entièrement déterminée par l'échange et le couplage spin-orbite, S_z et L_z prennent leur valeur maximale. Cette distribution s'oriente par rapport aux directions cristallographiques pour minimiser l'énergie d'interaction avec le champ cristallin, ce qui définit la direction de facile aimantation. L'anisotropie magnétique représente la variation de l'énergie de couplage de la distribution électronique 4f avec le champ cristallin suivant que l'orientation de l'orbitale est selon une direction de facile ou de difficile aimantation. En symétrie uniaxiale, le champ cristallin est fortement asphérique, l'anisotropie peut être très grande (10^{-3} eV par atome).

6.2. MATÉRIAUX À AIMANT À BASE D'ÉLÉMENTS DE TRANSITION

Jusque vers 1940, tous les matériaux magnétiques connus étaient à base d'éléments de transition et cristallisaient dans des structures de type cubique où l'anisotropie magnétocristalline est souvent très inférieure à l'anisotropie de forme. C'est pourquoi cette dernière est mise à profit dans les aimants de type AlNiCo (comme dans les systèmes proches, FeNiAl ou FeCoCr).

A partir des années 1950 apparurent quelques familles de composés, dont les structures hexagonales permettaient le développement d'une anisotropie magnétocristalline significative : MnBi, MnAl, PtCo. Les ferrites durs – hexaferites de baryum de formule $BaO \cdot 6Fe_2O_3$ et de strontium $SrO \cdot 6Fe_2O_3$ – sont les matériaux qui, dans cette catégorie, ont le plus grand intérêt. La structure cristalline, de symétrie hexagonale, est basée sur un empilement compact de couches d'ions O^{2-} , à certains desquels ont été substitués des ions lourds de dimension voisine, Ba, Sr, Pb, ... La phase M ne contient pas de cations métalliques en sites interstitiels, autres que le fer Fe^{3+} .

Une description de la structure de cette phase a été faite par Braun [18] à partir de deux types d'éléments structuraux simples, notés : blocs R et S (trois autres types de blocs – T, Q et HBT – doivent également être considérés pour décrire les ferrites plus complexes). Le bloc S (figure 15.43-a) – ou bloc spinelle – possède une structure

spinelle cubique conventionnelle avec l'axe $[111]$ vertical. Sa formule chimique (Fe_6O_8) contient deux ions Fe^{3+} en sites tétraédriques et quatre ions Fe^{3+} en sites octaédriques. Le bloc R – ou bloc hexagonal – de formule chimique ($\text{BaFe}_6\text{O}_{11}$) contient aussi six ions Fe^{3+} , cinq en sites octaédriques et un qui est entouré de cinq ions oxygène situés aux sommets d'une bi-pyramide trigonale (figure 15.43-a).

La phase M peut être représentée par l'empilement le long de l'axe c de blocs R et S selon la séquence RSR^*S^* (où * désigne une rotation de 180° autour de l'axe c) : voir la figure 15.43-b. La maille élémentaire (figure 15.43-c) contient deux formules complètes $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. Ses paramètres valent : $a = 0,589 \text{ nm}$ et $c = 2,32 \text{ nm}$.

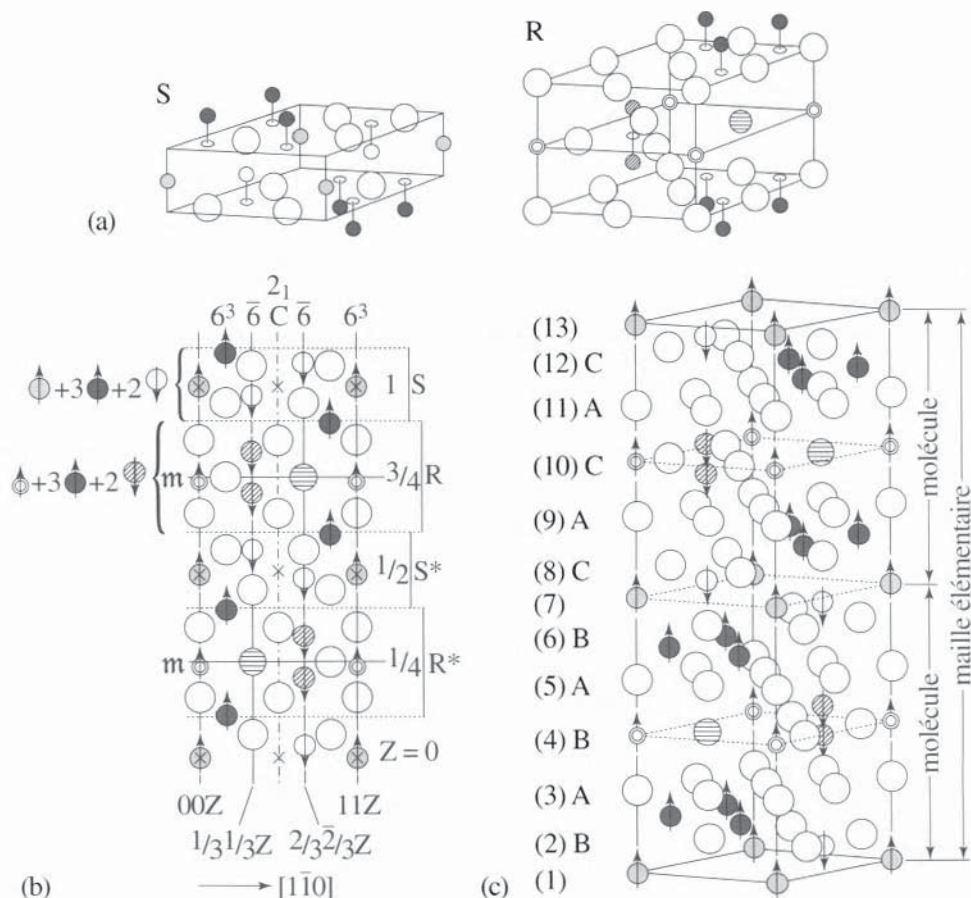


Figure 15.43 - Structure cristalllographique des hexaferrites, d'après [5]

(a) blocs R et S à partir desquels est construite la structure

(b) la phase M - (c) maille élémentaire hexagonale du ferrite de baryum

Les positions des ions O^{2-} sont repérées par les gros cercles blancs, celles des ions Ba^{2+} (ou Sr^{2+}) correspondent aux gros cercles hachurés horizontalement. Les petits cercles indiquent les positions des ions Fe^{3+} dans leurs différents sites : les sites bipyramidaux occupés par les ions Fe^{3+} auxquels est attribuée l'anisotropie magnétocristalline sont signifiés par les deux cercles concentriques.

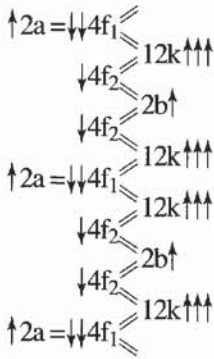


Figure 15.44
Modèle d'interactions
entre sous-réseaux

L'analyse générale des propriétés magnétiques des oxydes a permis à Néel de déduire que les moments magnétiques ne sont pas tous orientés dans le même sens et de proposer la théorie du ferrimagnétisme. Dans les hexaferrites, en s'appuyant sur la théorie de l'échange indirect d'Anderson [19], Gorter [20] a proposé un modèle colinéaire des moments magnétiques de Fe^{3+} suivant l'axe c de la structure. La figure 15.44 montre comment les moments interagissent pour former cinq sous-réseaux correspondant aux cinq sites interstitiels.

Chacun des ions Fe^{3+} portant un moment de $5 \mu_B$ à zéro Kelvin, le moment à saturation par formule est : $\mu_{\text{sat}} = 5 \times (6 - 2 - 2 + 1 + 1) = 20 \mu_B$, ce qui correspond

à un moment spécifique :

$$\sigma_{\text{sat}} = \frac{6,02 \cdot 10^{23} \times 20 \times 0,927 \cdot 10^{-23}}{1114,48 \cdot 10^{-3}} = 100,4 \text{ A} \cdot \text{m}^2 / \text{kg},$$

comme le montre l'expérience de la figure 15.45 [21] ; l'aimantation est alors :

$$M_{\text{sat}} = \sigma_{\text{sat}} \times d = 52,5 \times 10^3 \text{ A/m}.$$

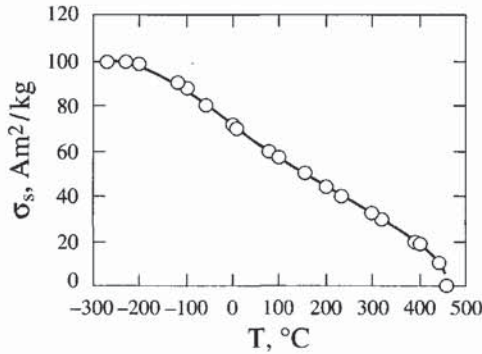


Figure 15.45 - Variation thermique de l'aimantation
spécifique du ferrite de baryum hexagonal, d'après [21]

L'anisotropie uniaxiale des ferrites est généralement attribuée à l'ion Fe^{3+} dans le site bi-pyramidal [22]. Elle est forte et peut être décrite par la seule constante du second ordre K_1 . A 300 K, K_1 est de l'ordre de $3,2 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ pour $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ et de l'ordre de $3,5 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ pour $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$.

Les variations thermiques de K_1 sont présentées sur la figure 15.46 pour $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ [23, 24] et celles du champ d'anisotropie H_A sont données pour $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ en figure 15.47 et pour $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ [25] en figure 15.48.

Figure 15.46 - Variation thermique de la constante d'anisotropie magnétocristalline K_1 du ferrite $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ cercles ouverts, d'après [23] et cercles pleins, d'après [24]

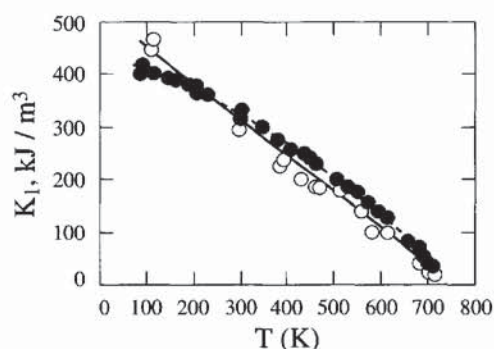
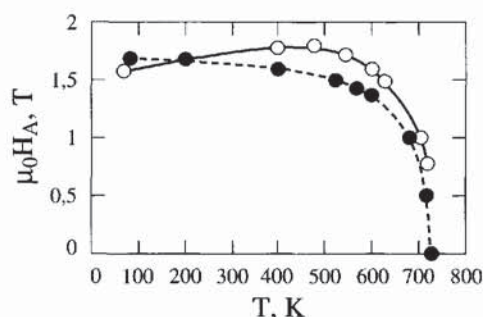
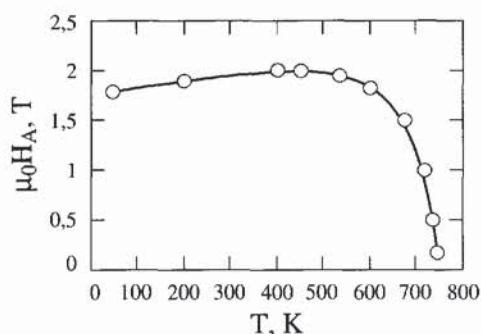


Figure 15.47 - Variation thermique du champ d'anisotropie H_A du ferrite $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$, cercles pleins, d'après [23] et cercles ouverts d'après [24]

Figure 15.48 - Variation thermique du champ d'anisotropie H_A du ferrite $\text{SrO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$, d'après [25]



6.3. LES ALLIAGES INTERMÉTALLIQUES R-M (R=TERRE RARE ET M=MÉTAL DE TRANSITION)

Les propriétés magnétiques propres aux métaux de transition M (ferromagnétisme à haute température) et aux métaux de terres rares R (très forte anisotropie magnétocristalline) sont complémentaires dans la perspective d'un matériau à aimant. Dans certains composés R-M, réunissant des éléments de ces deux groupes, le fort couplage entre moments M et moments R peut permettre d'associer les propriétés recherchées, au sein d'un même matériau. C'est le cas dans les composés SmCo_5 ou $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ à la base des deux familles principales d'aimants à haute performance.

6.3.1. Le couplage d'échange R-M, via les électrons d

Partant d'une matrice de fer (ou de cobalt), supposons qu'on substitue x atomes de terre rare à x atomes de fer, pour obtenir le composé métallique $\text{R}_x\text{Fe}_{1-x}$. Le potentiel du noyau est plus fort pour la couche 3d du fer ou du cobalt (éléments de fin de série de transition) que pour la couche 5d d'un élément R (de début de série de transition).

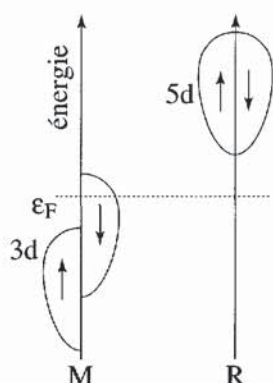


Figure 15.49 - Structure de bande dans les alliages R-M

Les bandes 3d du fer ou du cobalt se situent donc plus bas en énergie que leurs homologues 5d des terres rares : voir figure 15.49. Chaque fois qu'un ion de terre rare, remplaçant un ion 3d (fer ou cobalt), est introduit dans la matrice, les z' électrons d qu'il apporte se trouvent donc déposés au-dessus du niveau de Fermi, tandis que disparaissent les 10 états 3d de l'ion M remplacé et les z électrons qu'ils contenaient (voir ce qui est dit à ce sujet au chapitre 8).

La distribution du nombre total d'électrons sur les états 3d restants détermine le moment magnétique de spin d du système. Si l'on suppose pleines les demi

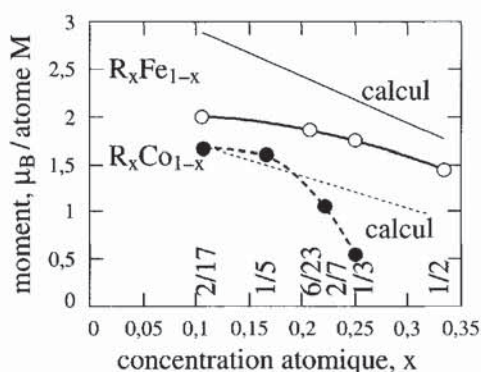


Figure 15.50 - Moments magnétiques théoriques et expérimentaux en fonction de la composition chimique d'alliages R_xM_{1-x} ($M = \text{Fe, Co}$)

bandes ↑ des atomes M (cas des systèmes dits ferromagnétiques forts, comme le cobalt), le moment magnétique 3d, par atome fictif de mélange, vaut, en magnétons de Bohr (μ_B) : $m_d = 5(1-x) - (z-5)(1-x) - z'x$.

Le moment magnétique d total diminue quand x augmente. Le calcul des moments théoriques, reporté sur la figure 15.50, a utilisé des valeurs de z et z' déduites de calculs de structure de bande : $z = 7,9$ pour Co, $z = 6,6$ pour Fe et $z' = 1,5$ pour R. L'accord entre valeurs calculées et valeurs expérimentales est correct pour les composés RCo les plus riches en cobalt. Il est médiocre pour les composés RFe, pour lesquels l'hypothèse faite d'une demi bande ↑

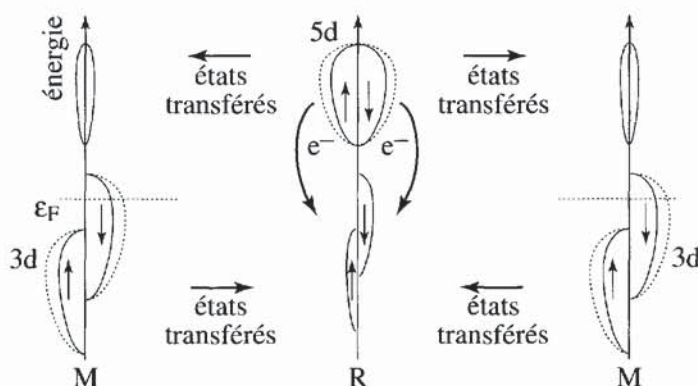
pleine n'est pas rigoureusement justifiée (le fer est un ferromagnétique faible). L'accord est mauvais également pour les composés RCo les plus riches en éléments R pour lesquels l'hypothèse de ferromagnétisme fort ne s'applique pas non plus.

Au-delà de ce résultat global, comment s'effectue la redistribution des électrons d à l'échelle atomique ? On pourrait être tenté de déduire de la discussion précédente que les électrons 5d de R sont simplement transférés dans la bande 3d de Fe ou Co. Mais on montre que l'apparition de charges sur les atomes coûterait beaucoup d'énergie. Cet effet est donc très faible.

En fait (figure 15.51), au lieu que les électrons 5d (provenant des ions R introduits) soient répartis sur les états 3d des ions M environnants, ce sont une partie des états 3d (\uparrow et \downarrow) des ions M, qui sont transférés vers les ions R. Ce phénomène est nommé

hybridation. Il met en jeu une interaction entre états 3d et 5d des atomes voisins. Il est d'autant plus fort que les états entre lesquels s'effectue l'hybridation sont plus proches en énergie. Or la bande 3d ↑ est plus éloignée en énergie de la bande 5d ↑ que ne l'est la bande 3d ↓ de la bande 5d ↓. L'hybridation résultante, plus importante entre états d ↓, entraîne que sur le site R, le nombre d'états d ↓ disponibles est supérieur au nombre d'états d ↑. Le moment magnétique d qui apparaît sur les sites R est ainsi antiparallèle au moment existant sur les sites M.

Figure 15.51
Phénomène
d'hybridation
des états d dans
les composés R-M



Ce couplage antiparallèle, entre le moment magnétique de spin des électrons 3d portés par les ions M, et le moment magnétique de spin des électrons 5d portés par les ions R est au centre des propriétés originales des composés R-M. En effet, sur chaque atome R, les spins des électrons 4f sont couplés ferromagnétiquement avec les spins des électrons 5d. La chaîne des couplages, 3d-5d (interatomique, négatif) et 5d-4f (intra-atomique, positif), aboutit à un couplage d'échange antiparallèle fort entre spins 3d (des ions M) et spin 4f (des ions R). Ce couplage maintient l'ordre des moments magnétiques des atomes de terre rare jusqu'à des températures élevées, quelquefois très au-dessus de l'ambiante, permettant le transfert aux atomes M de l'anisotropie intrinsèque des atomes de terre rare. C'est ce qui permet aux systèmes R-M de produire les meilleurs candidats possibles pour l'élaboration d'aimants permanents.

Dans le cadre d'un simple modèle de champ moléculaire, l'énergie associée au couplage R-M peut s'exprimer comme : $E_{RM} = -n_{RM} M_R^{spin} M_M^{spin}$, où n_{RM} est un coefficient de champ moléculaire et M_R^{spin} et M_M^{spin} sont les moments de spin, respectivement de la terre rare et du métal 3d [26].

La contribution, T_{RM} , de ce terme d'énergie à la température de Curie du composé est donnée par : $T_{RM} = 2 \frac{g_J - 1}{g_J} n_{RM} \sqrt{\mathcal{C}_R \mathcal{C}_M}$ où \mathcal{C}_R et \mathcal{C}_M sont les constantes de

Curie déduites de mesures de susceptibilité dans l'état paramagnétique. La détermination de T_{RM} permet donc d'évaluer n_{RM} , le coefficient qui mesure l'intensité de l'échange ressenti par la terre rare.

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 .

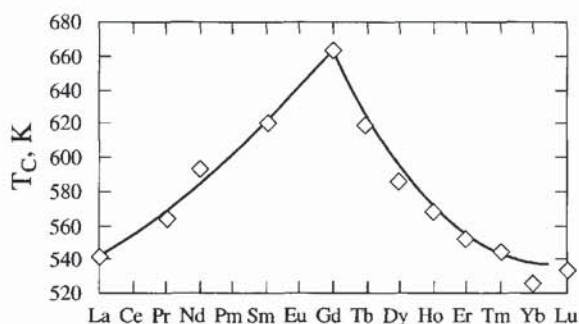


Figure 15.52 - Evolution de la température de Curie des composés $R_2Fe_{14}B$ en fonction de la terre rare alliée

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.

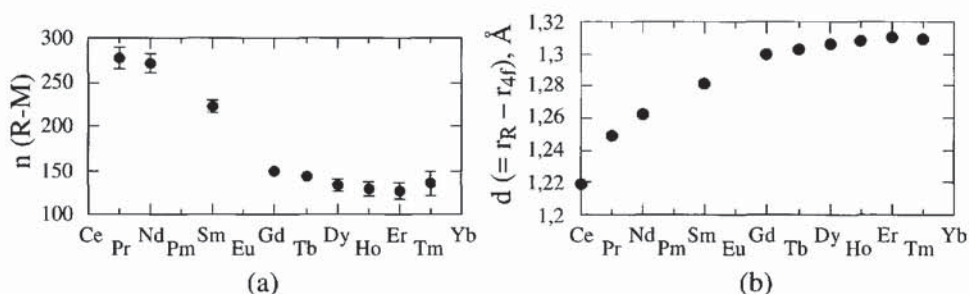


Figure 15.53 - Evolution en fonction de la terre rare considérée (a) du coefficient n_{RM} et (b) de la distance entre les couches 4f et 5d dans les composés $R_2Fe_{14}B$

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.

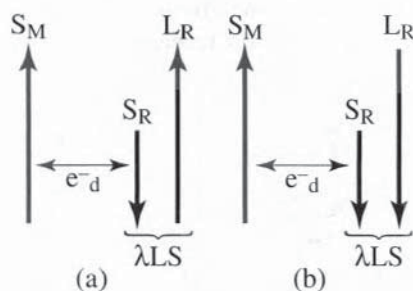


Figure 15.54 - Disposition relative des moments magnétiques dans les composés R-M

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

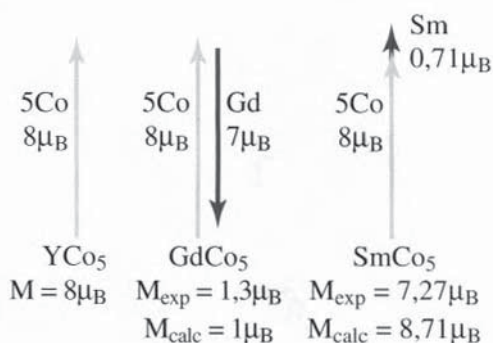


Figure 15.55 - Moment magnétique résultant pour trois composés RCo₅

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).

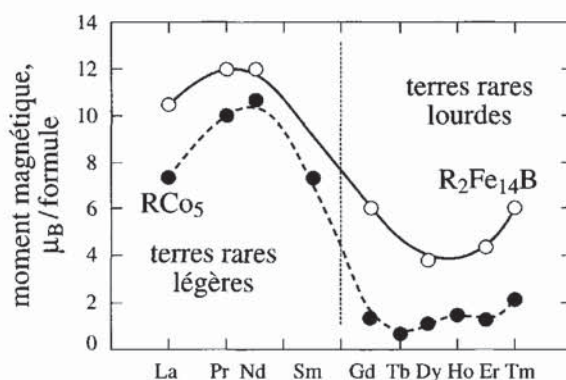


Figure 15.56 - Moments magnétiques des composés RCo₅ et R₂Fe₁₄B

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), $\alpha_J < 0$

lorsque la distribution est aplatie perpendiculairement à la direction du moment (notamment dans les cas du néodyme, du praséodyme ou du terbium), comme le montre la figure 15.57 [27].

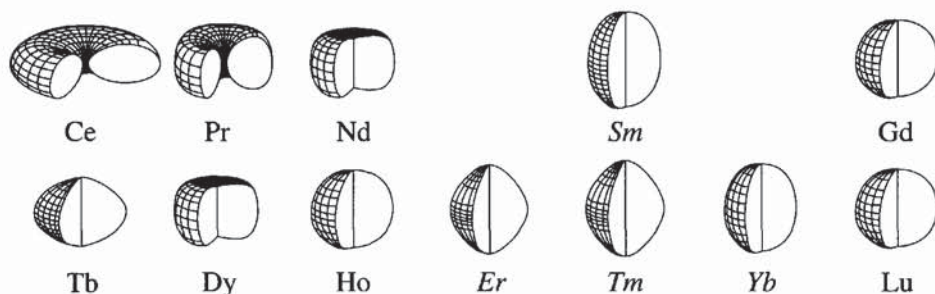


Figure 15.57 - Forme de la couche 4f des ions R^{3+} d'après [27]

$\alpha_J < 0$ pour les terres rares reportées à gauche (distribution aplatie)

$\alpha_J > 0$ pour les terres rares reportées à droite (distribution allongée)

La distribution électronique, ainsi déterminée, est soumise au champ cristallin de l'environnement, lui aussi de symétrie non sphérique, notamment dans les structures uniaxes qui nous intéressent ici. Ces structures définissent deux types d'environnement différents, que l'on peut représenter de manière simplifiée par deux formes de "boîtes" de potentiel, caractérisées par le terme A_2^0 (se reporter au chapitre 7 § 4.4).

- ♦ $A_2^0 > 0$ traduit le fait que des charges négatives (répulsives pour les électrons) se trouvent sur l'axe c ; la "boîte" qui environne l'ion magnétique R peut être considérée comme aplatie, perpendiculairement à l'axe c (figure 15.58-a).
- ♦ $A_2^0 < 0$ correspond au cas où les charges sur l'axe c sont positives (attractives pour les électrons), et la "boîte" qui environne l'ion R est allongée le long de l'axe c (figure 15.58-b).

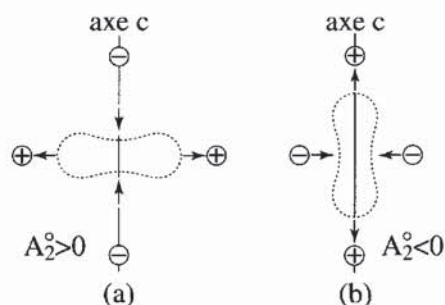


Figure 15.58 - Le potentiel électrique créé par l'environnement cristallin dans les structures uniaxes peut être représenté par des boîtes dont la forme est caractérisée par le terme A_2^0 de champ cristallin

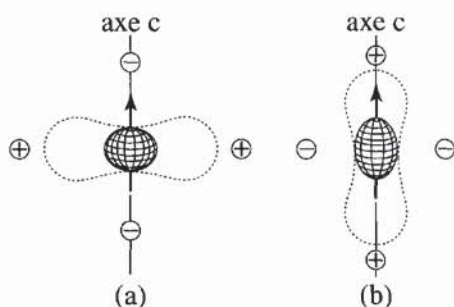
- (a) $A_2^0 > 0$, boîte aplatie perpendiculairement à c
- (b) $A_2^0 < 0$, boîte allongée le long de c

Dans une série de composés R - M donnée (M fixe, R variable), la structure cristallographique reste la même et, en principe, A_2^0 ne varie pas. Quel que soit l'élément R , la même orientation de la distribution électronique 4f est donc favorisée. Par conséquent, les moments de terres rares sont orientés selon l'axe c pour les éléments R dont le coefficient de Stevens α_J possède le signe approprié, et ils sont

perpendiculaires à l'axe c pour les autres. Ainsi, pour que l'axe c de la structure uniaxe soit de facile aimantation, on doit avoir $A_2^0 > 0$ (cas de la structure $R_2Fe_{14}B$) avec $\alpha_J < 0$ (Nd ou Pr) : voir figure 15.59-a, ou $A_2^0 < 0$ (cas de la structure RCo_5) avec $\alpha_J > 0$ (par exemple, Sm) : voir figure 15.59-b.

Figure 15.59 - Conditions indispensables à l'obtention d'un axe c de facile aimantation

(a) $A_2^0 < 0$ et $\alpha_J > 0$ - (b) $A_2^0 > 0$ et $\alpha_J < 0$



6.4. REVUE DES COMPOSÉS INTERMÉTALLIQUES

Dans la série des composés R-M, le choix des matériaux possibles pour servir de base à des aimants permanents s'appuie sur deux exigences :

- ♦ l'existence d'un composé stable et magnétique jusqu'à des températures élevées,
- ♦ la satisfaction des critères établis concernant l'aimantation et l'anisotropie.

Ces exigences sont, en général, satisfaites au mieux dans les composés R-M riches en métal de transition 3d.

La température de Curie est particulièrement haute dans les composés riches en Co mais l'aimantation du cobalt est inférieure à celle du fer et son prix est très élevé. C'est pourquoi on privilégie plutôt les composés à base de fer. Les paragraphes qui suivent présentent les principaux composés R-M et soulignent l'intérêt de leur utilisation en tant que base d'aimants permanents.

6.4.1. Composés binaires R_xM_{1-x}

Comme le montrent les chiffres reportés dans le tableau 15.3, de substantielles différences d'électronégativité et de rayon atomique existent entre éléments de terre rare et éléments 3d. En raison de ces différences, les éléments R et M forment de nombreux composés intermétalliques stables.

A titre d'exemple, nous avons représenté le diagramme d'état samarium-cobalt (figure 15.60). Les structures cristallographiques des composés riches en métal de transition 3d, de RM_2 à RM_{12} , sont liées à la structure hexagonale simple de type $CaCu_5$ et elles sont très souvent de caractère uniaxial. En outre, dans les alliages avec le cobalt, la température de Curie évolue approximativement comme le carré du moment du cobalt (figure 15.61), ce qui prouve que les interactions d'échange ne se modifient pas sensiblement d'un alliage à l'autre.

Tableau 15.3 - Electronégativité et rayon atomique de quelques atomes appartenant aux séries de transition 3d et 4f

3d	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn
Electronégativité, eV	1,66	1,55	1,83	1,88	1,91	1,90	1,65
rayon atomique, nm	0,185	0,179	0,172	0,167	0,162	0,157	0,153
4f	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd
Electronégativité, eV	1,12	1,13	1,14	1,13	1,17	1,20	1,20
rayon atomique, nm	0,270	0,267	0,264	0,262	0,259	0,256	0,254
4f	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
Electronégativité, eV	1,20	1,22	1,23	1,24	1,25	1,10	1,27
rayon atomique, nm	0,251	0,248	0,247	0,245	0,242	0,240	0,225

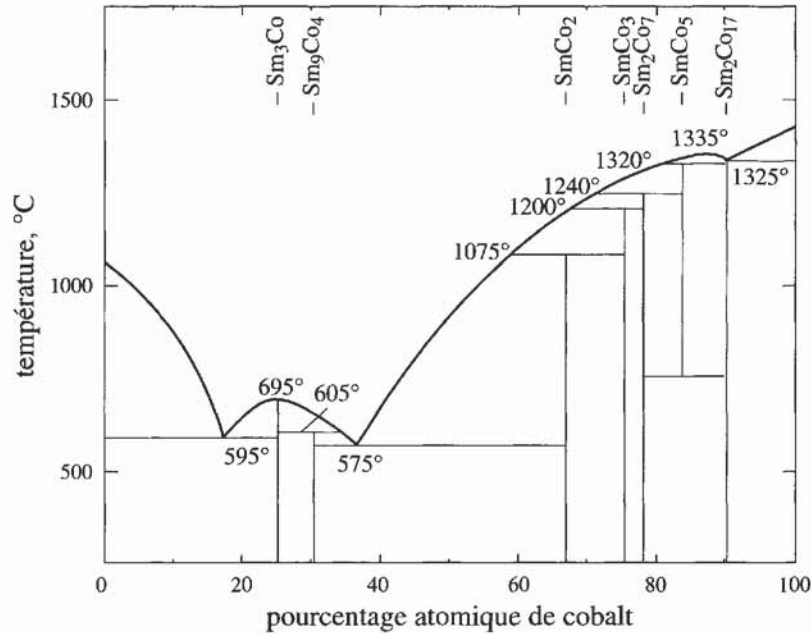


Figure 15.60 - Diagramme de phase des composés Sm-Co

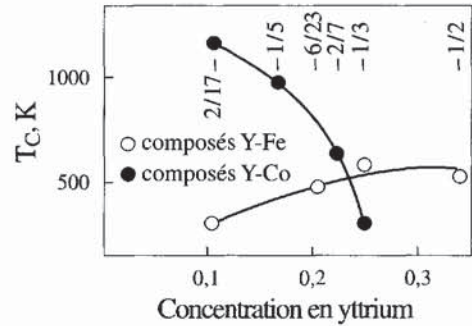


Figure 15.61 - Variation de la température de Curie des composés Y-Fe et Y-Co avec la concentration en yttrium

Les composés les plus riches en métal 3d sont du type R_2Co_{17} et RCO_5 . Leurs structures cristallographiques, hexagonale (ou, pour les premiers, parfois rhomboédrique), en font de bons candidats à l'utilisation comme base de matériau à aimant.

Composés RCO_5

Ces composés sont isotypes de la structure $CaCu_5$. Ils cristallisent dans une structure hexagonale (groupe d'espace $P6/mmm$), formée d'un empilement compact de deux couches atomiques différentes, alternées (maille élémentaire sur la figure 15.62). Une des couches ($z = 0$) est constituée d'un arrangement compact d'atomes R et Co (de dimensions différentes), dans la proportion de 1 atome R pour 2 atomes Co. L'atome R est situé au centre d'un hexagone d'atomes de cobalt (atomes Co_I sur le site 2c). L'autre couche ($z = 1/2$) est constituée d'un arrangement hexagonal, non compact, d'atomes de cobalt (Co_{II} sur site 3g).

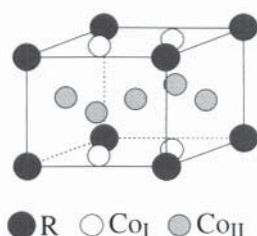


Figure 15.62
Structure hexagonale RCO_5

Les atomes R forment des chaînes parallèles à l'axe sénaire, le long desquelles ils sont très proches les uns des autres. L'environnement ionique de chaque ion R^{3+} détermine un potentiel cristallin caractérisé par $A_2^0 < 0$. Les éléments de terre rare susceptibles de conduire à une direction de facile aimantation parallèle à l'axe c seront donc ceux – Sm, Er, Tm – pour lesquels le coefficient de Stevens α_J est positif.

D'autre part, l'anisotropie du cobalt – déterminée dans un monocristal isotype de YCo_5 , où l'yttrium Y n'est pas magnétique (figure 15.63) – est très grande pour un métal 3d (voir § 5.1.2.1), H_A de l'ordre de 12 T, et elle favorise l'orientation des moments de cobalt parallèlement à l'axe c. Avec les éléments R cités (Sm, Er, Tm), les anisotropies de la terre rare et du cobalt se renforcent donc pour donner l'axe facile selon c, avec un champ d'anisotropie maximum.

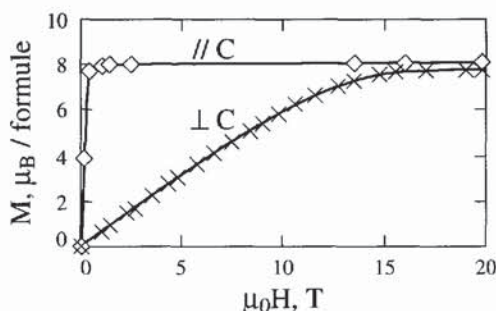


Figure 15.63 - Aimantation d'un monocristal de YCo_5

Avec les éléments de terre rare de l'autre groupe (Pr, Nd, Tb, Dy, Ho), pour lesquels $\alpha_J < 0$, il y a au contraire compétition entre les anisotropies du cobalt (elle l'emporte à haute température) et de la terre rare (elle est plus forte à basse température). Comme

l'interaction d'échange R-Co est suffisamment forte pour imposer un couplage parallèle ou antiparallèle des aimantations M_R et M_{Co} , l'aimantation résultante M_{tot} sera perpendiculaire à c à basse température et parallèle à c à haute température.

Dans un certain domaine de température, l'équilibre entre les anisotropies des deux sous-réseaux de moments, peut donner lieu à une orientation intermédiaire de l'aimantation M_{tot} . Ces phénomènes sont tout à fait caractéristiques des systèmes R-M. On peut observer des rotations de M_{tot} , en fonction du champ ou de la température, ou bien des orientations intermédiaires entre l'axe c et le plan perpendiculaire à c . C'est par exemple le cas de $TbCo_5$ (figure 15.64).

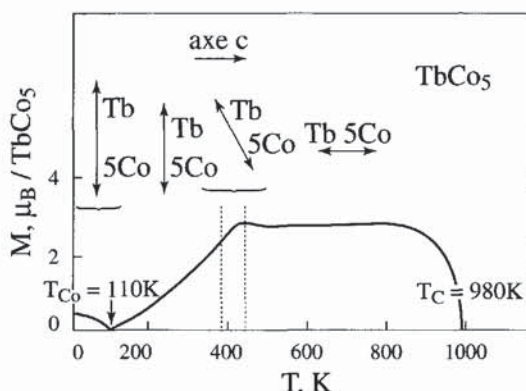


Figure 15.64 - Evolution de l'orientation du moment magnétique de $TbCo_5$ avec la température

En conclusion, du point de vue des qualités requises par les matériaux à aimants, $SmCo_5$, $ErCo_5$ et $TmCo_5$ peuvent être retenus pour ce qui concerne leur anisotropie. Mais, du fait du couplage antiparallèle des aimantations R-Co quand R est une terre rare lourde, l'aimantation des composés $ErCo_5$ et $TmCo_5$ est faible. $SmCo_5$ est le seul composé qui combine l'ensemble des propriétés désirées. Son champ d'anisotropie, qui dépasse 210 T, sa polarisation ($\mu_0 M$) voisine de 1,15 T et sa température de Curie proche de 1 000 K, en font un des meilleurs matériaux connus pour ce type d'application.

Composés R_2Co_{17}

Les composés R_2Co_{17} cristallisent eux aussi dans une structure uniaxe. Plus riches en cobalt que les composés RCO_5 , leur aimantation est plus grande et leur température de Curie supérieure.

La structure cristallographique du système R_2Co_{17} [6] est dérivée de celle du système RCO_5 . Elle s'obtient en remplaçant un tiers des atomes de terre rare par une paire d'atomes de cobalt. Pour des raisons stériques, le nombre de substitutions dans une chaîne d'atomes R ne peut excéder 50%. Deux configurations de substitutions sont possibles (figure 15.65) conduisant soit à une maille hexagonale soit à une maille rhomboédrique.

L'anisotropie des terres rares dans le système R_2Co_{17} est semblable à ce qu'elle est dans le système RCO_5 . Par contre, les paires d'atomes Co substituées affectent profondément l'anisotropie du cobalt qui favorise cette fois le plan perpendiculaire à l'axe c. Sur le plan de l'anisotropie le composé Sm_2Co_{17} ne peut donc pas rivaliser avec $SmCo_5$. Cependant, dans les alliages $Sm(Co,Cu,Fe,Zr)_{7,8}$, les phases $SmCo_5$ et Sm_2Co_{17} sont étroitement associées pour tirer profit de leurs propriétés respectives, aimantation de l'une et anisotropie de l'autre (voir § 7.4.2 et figure 15.74). La très forte valeur de l'aimantation spontanée de cet aimant lui confère des propriétés préférables à celles de $SmCo_5$.

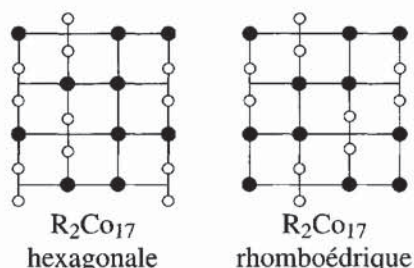


Figure 15.65 - Les deux mailles 2-17

Composés R-Fe

Le diagramme d'état de Nd-Fe est présenté à titre d'exemple sur la figure 15.66. La phase RM_5 n'existe pas avec le fer. Dans les composés R_2Fe_{17} , la température d'ordre est particulièrement basse, proche de 300 K (la faible valeur de T_C dans de nombreux alliages du fer a été mentionnée au § 5.1.1). Le fer a, dans ces composés, une anisotropie de type planaire, et le seul composé où l'anisotropie globale favorise la direction de l'axe c est Tm_2Fe_{17} , dont l'aimantation est très faible (terre rare de la deuxième série) et, évidemment, la température de Curie proche de 300 K.

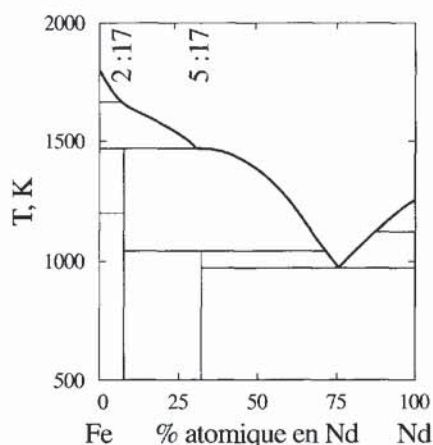


Figure 15.66
Le diagramme de phase Nd-Fe

En conclusion aucun composé binaire R-Fe riche en fer ne présente l'ensemble des propriétés requises pour faire un aimant.

6.4.2 Composés ternaires

La faible température de Curie des composés binaires R-Fe riches en fer, propriété mal comprise d'un point de vue fondamental, peut empiriquement être associée au fait que les distances entre atomes de fer sont très courtes. L'idée de rajouter un troisième élément pour stabiliser une structure uniaxiale moins compacte, où les distances FeFe plus grandes conduisent à l'établissement d'interactions positives plus fortes (donc capables de subsister jusqu'à des températures de Curie suffisantes), est à la base du développement des composés ternaires et des composés interstitiels.

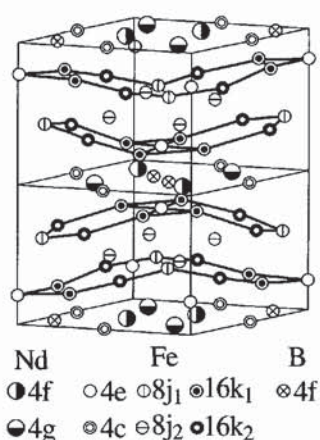


Figure 15.67 - La structure cristallographique des composés $R_2Fe_{14}B$

En particulier, les composés $R_2Fe_{14}B$ s'ordonnent magnétiquement vers 600 K. Leur structure cristallographique, relativement complexe, est de type quadratique (voir figure 15.67). L'environnement des ions R, dans la structure $R_2Fe_{14}B$, détermine un champ cristallin ayant la forme d'une boîte aplatie perpendiculairement à l'axe c ($A_2^0 > 0$). Ce sont donc les éléments de terre rare dont la couche 4f présente une distribution angulaire aplatie ($\alpha_J < 0$: Pr, Nd, Tb, Dy ou Ho) qui favoriseront l'axe c comme axe de facile aimantation. Comme nous l'avons vu, les terres rares lourdes sont à écarter du fait du couplage antiparallèle entre les moments R et les moments du fer. Les composés avec Pr ou Nd sont donc les candidats retenus.

Dans ces composés, l'anisotropie du fer favorise l'axe c, et renforce donc l'anisotropie de la terre rare. A 300 K, le fer contribue pour 1/3 à l'anisotropie du composé $Nd_2Fe_{14}B$.

En résumé, les propriétés caractéristiques de $Nd_2Fe_{14}B$ sont : $T_C = 587$ K, et, à 300 K, $\mu_0 M_s = 1,62$ T et $\mu_0 H_A = 8$ T. C'est cette combinaison de propriétés qui a permis à Sagawa *et al.* [28], d'une part, et à Croat *et al.* [29], d'autre part, d'aboutir au développement des aimants permanents les plus performants de cette fin de vingtième siècle.

6.4.3. Composés ternaires interstitiels

La découverte, en 1990, des composés ternaires interstitiels de type $R_2Fe_{17}N_y$ par Coey *et al.* [30] a été le résultat d'une démarche réfléchie, menée dans le cadre d'une collaboration scientifique subventionnée par l'Union Européenne. Stimulée par la réussite des aimants NdFeB, l'idée était, non plus d'obtenir un vrai composé, mais d'introduire un élément interstitiel dans un composé R_2Fe_{17} , avec l'espoir que la dilatation obtenue de la maille entraînerait une augmentation significative de la température de Curie, due à l'élargissement des distances Fe-Fe. Il est rare en physique que les résultats expérimentaux vérifient une hypothèse de départ. Cela s'est produit dans ce cas. Dans les composés $R_2Fe_{17}N_y$ les atomes d'azote ($y \approx 2,7$) ou de carbone ($y \approx 1,7$) viennent occuper un site octaédrique entouré de 2 atomes R et de 4 atomes de fer. Une dilatation importante du volume de maille est obtenue (comprise entre 6% et 8%), qui conduit à une augmentation du moment du fer et à une forte élévation de la température de Curie. Il se trouve de plus que la modification du potentiel cristallin par l'introduction des atomes interstitiels permet aussi une forte augmentation de l'anisotropie, qui conserve son caractère uniaxial pour les composés avec Sm, Er et Tm ($\alpha_J > 0$). Les propriétés magnétiques sont comparables à celles de

$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ (tableau 15.4) ; une aimantation un peu inférieure et peu de progrès dans la valeur de T_C expliquent cependant que ce composé n'ait pas, à ce jour, débouché au stade industriel.

Tableau 15.4 - Propriétés intrinsèques des principaux composés interstitiels, comparées à celles des composés utilisés

Matériau	T_C (K)	$\mu_0 M_s$ (T) (à 300 K)	$\mu_0 H_A$ (T) (à 300 K)
SmCo_5	1000	1,14	25,0
$\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$	1193	1,25	6,5
$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$	588	1,60	8,0
$\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{C}_{1,1}$	552	1,24	5,3
$\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_{2,3}$	749	1,54	14,0
$\text{SmFe}_{11}\text{Ti}$	584	1,14	10,5
$\text{NdFe}_{11}\text{TiN}_{1,5}$	729	1,32	7,0

La structure quadratique, type ThMn_{12} (dérivée de celle de RCO_5), n'existe pas pour $M = \text{Fe}$. Elle peut être stabilisée en substituant à un peu de fer d'autres éléments comme : Mo, Ti, V, Cr, W ou Si. Dans les composés tels que $\text{RFe}_{10,5}\text{Mo}_{1,5}$, RFe_{11}Ti ou $\text{RFe}_{10}\text{V}_2$, l'axe c est de facile aimantation si la terre rare est caractérisée par un coefficient de Stevens α_J positif (Sm, Er et Tm). Au contraire, après introduction dans la maille d'atomes d'azote ou de carbone, qui la dilatent sensiblement, le potentiel électrique dans lequel baignent les ions R change de forme, et l'axe c devient l'axe facile pour les ions R caractérisés par $\alpha_J < 0$, c'est-à-dire notamment Pr et Nd. L'augmentation de volume de la maille entraîne aussi une forte augmentation de la température de Curie, comme dans les composés $\text{R}_2\text{Fe}_{17}\text{X}_y$ décrits plus hauts. Les composés avec le néodyme ou le praséodyme, "dopés" à l'azote ou au carbone (N est plus efficace que C parce qu'il entre en plus grande quantité), apparaissent comme des candidats potentiels au développement d'aimants (tableau 15.4).

7. MÉCANISMES DE RENVERSEMENT DE L'AIMANTATION

Les résultats de référence ont été établis au chapitre 5.

L'anisotropie de l'énergie qui fournit la barrière ultime au retournement de l'aimantation (figure 15.68), possède deux composantes :

- ♦ une composante à l'échelle atomique, provenant des interactions magnéto-cristallines locales, d'origine électrostatique (voir chapitre 7, § 4). Cette anisotropie agit sur chaque moment magnétique individuel ; elle donne naissance au champ d'anisotropie noté H_A (voir équation 5.50).

- ♦ une composante à l'échelle des grains eux-mêmes, provenant de l'anisotropie du champ démagnétisant et associée à la forme de ces grains. Cette anisotropie est uniquement fonction de l'aimantation résultante ; elle est à l'origine du champ d'anisotropie de forme (voir équation 5.41) noté H_A^f et qui vaut $(N_a - N_c)M_s$.

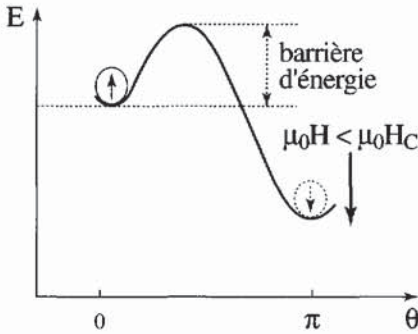


Figure 15.68
La barrière d'énergie
et l'état métastable dans un aimant

7.1. ANALYSE DU RENVERSEMENT DE L'AIMANTATION DANS LES SYSTÈMES MAGNÉTIQUES DÉPOURVUS D'ANISOTROPIE MAGNÉTOCRISTALLINE : APPLICATION AUX AlNiCo

Dans les systèmes sans effets magnétocristallins notables (tels les AlNiCo), où l'anisotropie uniaxiale est une création de la microstructure elle-même (au travers de la forme allongée des grains, voir § 5.3.1), trois modes de retournement de l'aimantation sont possibles :

- ♦ la rotation uniforme des moments (modèle de Stoner-Wohlfarth), pour laquelle : $H_C = H_A^f = H_A^{tot}$ (on rappelle que le champ de retournement, H_R , est ici assimilé au champ coercitif intrinsèque H_C),
- ♦ un mode *collectif non uniforme* parmi ceux qui ont été cités au chapitre 5 § 8.3.2,
- ♦ le mode non-collectif mettant en jeu la nucléation puis la propagation d'une paroi.

D'autre part, on a considéré jusqu'à maintenant que les grains étaient indépendants magnétiquement les uns des autres. Or, dans une assemblée réelle, il y a toujours des interactions magnétostatiques entre particules. On peut estimer l'importance de ces effets d'interaction, à partir du principe suivant : l'énergie potentielle d'une particule dans le champ des autres est proportionnelle à $p M_s^2$, où p est le taux volumique de particules magnétiques au sein du système considéré (p peut être estimé par le rapport \bar{M}_s / M_s entre l'aimantation à saturation globale de l'aimant, \bar{M}_s , et l'aimantation à saturation d'un grain, M_s).

Quand il s'effectue selon le mode collectif uniforme, le retournement de l'aimantation d'une assemblée de particules cylindriques placées dans un champ parallèle à l'axe des cylindres, est fonction de p ; le champ de retournement vaut alors [31] :

$$H_C(p) = H_C(0)(1 - p) \quad (15.11)$$

En revanche, si, pour ces particules, le mode collectif non uniforme mettant en œuvre l'enroulement de l'aimantation (*curling*) est le mode le plus favorable, le champ de retournement est indépendant de p , car le retournement ne produit alors aucun champ d'interaction [32]. Mais ce mode n'intervient que s'il coûte moins d'énergie que la rotation uniforme, ce qui ne peut se produire que si le rayon R des cylindres est supérieur à une valeur critique, R_c , donnée par [33] :

$$R_c(p) = R_c(0) (1 - p)^{-1/2} \quad (15.12)$$

avec :
$$R_c(0) = 3,69 \sqrt{A_{\text{éch}} / \mu_0 M_S^2} \quad (15.13)$$

Selon cette relation, le rayon critique augmente avec le taux p de particules. Ainsi, pour un rayon de particules R_1 donné, tel que $R_c(0) < R_1$, on s'attend à ce que le champ coercitif $H_C(p)$ reste constant en fonction de p , tant que $R_c(0) < R_c(p) < R_1$ (retournement par enroulement de l'aimantation, sans champ d'interaction magnéto-statique). Quand p continue à augmenter, $H_C(p)$ se met à décroître linéairement (conformément à la relation 15.11) dès que $R_1 \leq R_c(p)$, car le retournement s'effectue alors par rotation uniforme de l'aimantation.

Pour les aimants AlNiCo, l'analyse des données expérimentales ne permet pas de discriminer lequel de ces mécanismes est mis en œuvre dans le retournement d'aimantation. En effet, on observe à la fois que le champ coercitif H_C est 2 à 5 fois plus faible que le champ de retournement théorique correspondant au mécanisme de rotation uniforme, et que les rayons R des grains, de 15 nm pour les AlNiCo 8 [34] à 30 nm pour les AlNiCo 5 [35], sont du même ordre de grandeur que les rayons critiques R_c prévus par les modèles ($R_c(0) = 8$ nm et $R_c(p = 0,65) = 15$ nm). Compte tenu de ce que les valeurs théoriques sont liées à des modèles approchés et que les valeurs expérimentales (notamment les mesures de R) ont un caractère statistique inévitable, l'hypothèse d'un retournement par enroulement de l'aimantation – par exemple – ne peut être préférée avec certitude à celle d'une rotation cohérente dans des particules dont les dimensions seraient distribuées autour des valeurs moyennes mesurées [référence 2, p. 63-64].

7.2. RENVERSEMENT DE L'AIMANTATION DANS LES SYSTÈMES À FORTE ANISOTROPIE MAGNÉTOCRISTALLINE : RETOURNEMENT NON COLLECTIF PAR ÉTAPES

Le retournement d'aimantation des matériaux à forte anisotropie magnétocristalline est dominé par l'influence des défauts (voir § 5 et chapitre 6). Il se propage au sein d'un échantillon selon un processus dit non collectif, car il concerne à chaque instant un petit volume du matériau différent du précédent. Les uns après les autres, ces petits volumes sont le siège de mécanismes physiques particuliers qui s'enchaînent. A chacun de ces mécanismes, on peut associer une barrière d'énergie spécifique et, par conséquent, un champ critique (actif au sein du noyau concerné). Le franchissement d'une barrière donne accès à l'étape suivante du processus de retournement.

7.2.1. Les étapes du processus

Schématiquement, le processus de renversement de l'aimantation d'un grain met successivement en jeu quatre mécanismes identifiables :

1. La **nucléation** (proprement dite) : formation, là où la barrière d'anisotropie est la plus basse (défaut), d'un domaine inverse et de la paroi qui lui sert de frontière ; le champ critique associé est le champ de nucléation, noté H_N .
2. Le **passage** de la paroi, de la zone de défaut à la phase principale (où l'échange et l'anisotropie ont leur valeur normale). La barrière à franchir correspond à la différence d'énergie superficielle de paroi ($\gamma \propto \sqrt{A_{\text{éch}} K}$) ; le champ caractéristique est noté H_p (= champ de passage).
3. L'**expansion** de la paroi au sein de la phase principale ; à cette expansion est associée une grande augmentation de la surface de paroi et donc de son coût en énergie ; le champ d'expansion est noté H_{exp} .
4. Le **piégeage** : accrochage éventuel de la paroi sur des hétérogénéités magnétiques situées au sein du massif ; le décrochage nécessite le franchissement d'une barrière qui est liée, comme dans le mécanisme de passage, à la différence d'énergie de paroi entre piège et massif. Le décrochage de la paroi relance sa propagation ; le champ de propagation est noté H_{pr} .

Ces événements successifs se situent en des lieux précis du grain. Ils mettent en œuvre des volumes dont les dimensions ne sont pas quelconques. Lors du processus de nucléation proprement dit l'aimantation retournée provoque une déviation locale à la saturation du matériau. Dans une substance ferromagnétique, la dimension caractéristique sur laquelle l'aimantation peut se retourner au moindre coût est la largeur de paroi δ . On en déduit que le volume critique doit être de l'ordre de δ^3 .

Les autres mécanismes, qui interviennent pour compléter le renversement d'aimantation, mettent en œuvre un déplacement de paroi à travers une barrière d'énergie locale. Le volume critique en jeu est encore de l'ordre de δ^3 .

Parmi les quatre champs critiques définis ci-dessus, le plus grand détermine la valeur du champ effectif de renversement. C'est pourquoi il s'identifie à lui. Il est communément admis que la coercitivité des aimants SmCo:2-17 est déterminée par le mécanisme de piégeage-dépiégeage des parois mis en jeu au cours de l'étape (4). Dans les aimants ferrites, SmCo₅ ou NdFeB, le mécanisme déterminant est l'un de ceux qui interviennent lors des étapes (1), (2) ou (3), mais il n'est pas clairement établi duquel il s'agit.

7.2.2. Les moteurs du retournement : champs magnétiques et effets thermiques

Deux termes d'énergie contribuent au franchissement des barrières locales qui sont sources de coercitivité : le couplage des moments magnétiques de la substance avec le champ magnétique local et l'activation thermique locale.

Le champ interne à la matière, effectivement ressenti par les moments magnétiques, diffère du champ appliqué, principalement à cause des interactions dipolaires magnétiques locales. Si l'on suppose négligeable le champ démagnétisant macroscopique (ou si on le soustrait du champ appliqué), le champ critique effectif est la somme du champ appliqué, égal à H_R , et d'une contribution dipolaire locale $H_{\text{dip loc}}$ soit :

$$H_{\text{eff crit}} = H_R + H_{\text{dip loc}} \quad (15.14)$$

Le phénomène d'activation thermique aide à franchir les barrières d'énergie, car il procure une énergie proportionnelle à $k_B T$ (k_B = constante de Boltzmann), qui – aléatoirement au cours du temps – peut être concentrée dans des volumes de différentes tailles, les volumes d'activation (notés V_a). L'activation thermique permet à certaines barrières locales d'être franchies quand le volume d'activation V_a s'identifie au volume critique associé à la barrière. L'activation thermique est mise en évidence par les effets de traînage magnétique au voisinage du champ coercitif (voir chapitre 6 § 5.2). Les barrières se sont alors suffisamment abaissées sous l'effet du champ appliqué et peuvent être franchies dans un temps raisonnable, par activation thermique.

7.3. LE CHAMP DE RENVERSEMENT DE L'AIMANTATION H_R : ANALYSE DE SA RELATION AVEC LES PARAMÈTRES MAGNÉTIQUES INTRINSÈQUES DE LA PHASE PRINCIPALE

On a souligné combien fortement le champ de renversement de l'aimantation apparaît lié à la microstructure réalisée. On pourrait donc penser que H_R ne dépend pas des paramètres magnétiques de la phase principale. Pourtant, le rapport H_C/H_A (H_A caractéristique de la phase principale) est du même ordre de grandeur dans toutes les catégories d'aimant (voir figure 15.69).

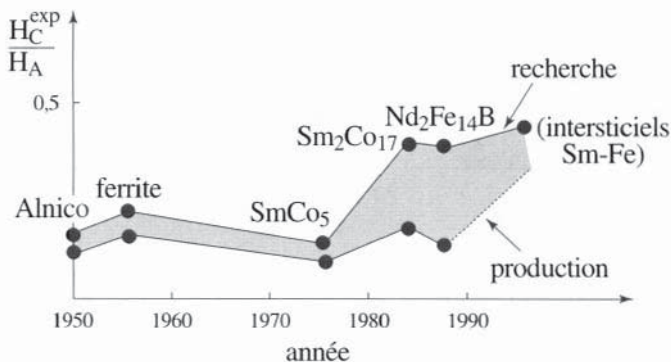


Figure 15.69 - Evolution du rapport H_C/H_A au fil des années

Ainsi, même si ce n'est que de façon indirecte, la coercitivité doit dépendre des propriétés magnétiques intrinsèques du matériau de base utilisé.

Cette observation a guidé deux approches visant à mettre en évidence une loi de comportement pour le champ de retournement H_R .

7.3.1. H_R fonction de H_A et des effets dipolaires locaux

Partant de l'équation (15.14), on fait deux hypothèses simplificatrices :

- ♦ que $H_{\text{eff crit}}$ est proportionnel au champ d'anisotropie de la phase principale, H_A ,
- ♦ que $H_{\text{dip loc}}$ est proportionnel à M_s (aimantation spontanée des cristallites : $M_s = M_{\text{sat}}$ de l'aimant), puisque les champs dipolaires sont fonctions de l'aimantation du matériau.

On obtient donc :

$$H_R(T) = \alpha H_A(T) - N_{\text{eff}} M_s(T) \quad (15.15)$$

où α et N_{eff} sont les paramètres que détermine l'expérience dans la zone des températures où la loi est vérifiée.

Une telle analyse a été appliquée à des aimants PrFeB [36], pour lesquels H_R/M_s a été porté en fonction de H_A/M_s à toutes les températures entre 4,2 K et T_C (voir figure 15.70). Elle confirme qu'existe une relation sensiblement linéaire entre H_R et H_A sur une gamme assez grande de températures. La valeur de α déduite est voisine de 0,4 (la signification profonde de la valeur de ce paramètre n'est pas comprise). N_{eff} vaut sensiblement + 1. Ce résultat indique que le champ dipolaire local aide au retournement. Sa valeur à 300 K est importante: $H_{\text{dip loc}} \approx 1,6$ T, elle est du même ordre de grandeur que le champ appliqué H_R .

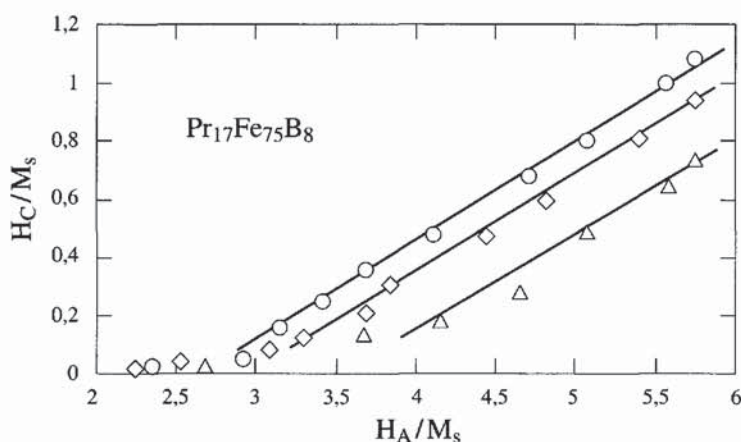


Figure 15.70 - Analyse de coercitivité dans des aimants PrFeB avec une énergie de barrière proportionnelle à l'énergie d'anisotropie

Echantillon recuit pendant 1,5 h à 1353 K (cercles), à 1373 K (losanges)
échantillon brut de frittage (triangles).

7.3.2. H_R fonction de la barrière d'énergie mise en œuvre par le mécanisme critique

Cette approche est justifiée par le fait que les mécanismes successifs intervenant au cours du processus de retournement – mécanismes présentés plus haut (§ 7.2.1) – ont

un caractère commun : ils mettent tous en œuvre un écart local à la saturation, assimilable à un élément de paroi. L'énergie nécessaire à la création ou à l'expansion du noyau correspondant constitue la barrière à franchir. Par conséquent, quel que soit le mécanisme déterminant du processus, le champ effectif de retournement doit être proportionnel :

- ◆ à la valeur locale de l'énergie superficielle de paroi γ_ℓ ,
- ◆ et à la surface de l'élément de paroi impliqué.

Deux hypothèses permettent de modéliser cette approche sans introduire de paramètres ajustables :

- ◆ Le volume critique V du noyau impliqué est identifié au volume d'activation V_a mis en jeu par l'activation thermique (activation qui intervient au cours de l'expérience) ; V peut donc être évalué par des mesures de traînage magnétique.
- ◆ La surface s de l'élément de paroi peut être reliée à V par le biais d'une simple équation aux dimensions : $s \propto V^{2/3}$.

La barrière d'énergie Δ qui empêche le retournement d'aimantation s'exprime alors : $\Delta = a\gamma_\ell V^{2/3} = a\gamma V^{2/3}$, si γ_ℓ (valeur locale de l'énergie de paroi) est proportionnelle à γ (valeur de l'énergie de paroi au sein de la phase principale) conformément à l'hypothèse de départ.

La barrière d'énergie ainsi définie est franchie sous l'effet :

- ◆ du champ appliqué H_R , qui fournit une énergie égale à $\mu_0 M_s H_R V$
- ◆ du champ dipolaire local, dont la contribution énergétique vaut $\mu_0 N_{\text{eff}} M_s^2 V$
- ◆ de l'activation thermique $k_B T \ln(t/\tau_0)$ qui, avec $\tau_0 \approx 10^{-11}$ s (voir chapitre 6 § 5.2), et compte tenu du fait que le temps de mesure t est de l'ordre de quelques secondes, vaut approximativement $25 k_B T$.

L'équation qui définit H_R est donc :

$$H_R = \alpha \frac{\gamma}{\mu_0 M_s V^{1/3}} - N_{\text{eff}} M_s - 25 S_V \quad (15.16)$$

$$\text{où :} \quad S_V = k_B T / (\mu_0 M_s V) \quad (15.17)$$

Les grandeurs physiques qui apparaissent au second membre de cette équation sont fournies par l'expérience à chaque température T : γ , M_s , V et S_V (V et S_V sont déduits de mesures de traînage magnétique). α et N_{eff} sont déterminés par comparaison des valeurs expérimentales de $H_R(T)$ à la loi comportementale ci-dessus, quand elle est vérifiée.

Le tracé de H_0/M_s en fonction de $\gamma / \mu_0 M_s^2 V^{1/3}$, avec $H_0 = H_R + 25 S_V$, pour un aimant NdFeB, est présenté sur la figure 15.71-a, d'après [37]. Une relation linéaire est obtenue sur la gamme entière des températures, entre 4,2 K et la température de Curie. Elle donne : $\alpha = 1$ et $N_{\text{eff}} = 0,8$. Cette analyse a été également appliquée avec succès aux aimants ferrites [38] et SmCo [39].

Deux principaux enseignements ont été tirés de ce type d'analyse :

- ♦ N_{eff} est toujours de l'ordre de 1, en accord avec le résultat de l'analyse précédente. Cette estimation a été confirmée par une détermination expérimentale plus directe de $H_{\text{dip loc}}$ [37, 40].
- ♦ Le volume critique, déduit des mesures d'activation thermique, est de dimensions comparables au cube de la largeur de paroi (V de l'ordre de $10\delta^3$) pour tous les aimants testés. Le rapport V/δ^3 (figure 15.71-b) ne diverge qu'au voisinage de la température de Curie. Parce qu'il met en évidence le rapport à δ , dimension caractéristique de tout écart à la saturation, ce résultat conforte *a posteriori* l'approche utilisée, qui relie les paramètres de la coercitivité aux paramètres physiques intrinsèques. La divergence observée près de T_C indique cependant que les paramètres magnétiques qui décrivent le noyau critique ne sont pas tout à fait ceux de la phase principale.

Dans les aimants à base de terre rare, le noyau critique correspond à un cube de quelques nanomètres de côté (5 à 8), ce qui est beaucoup plus petit que la taille critique d'un monodomaine (de l'ordre de 200 nm de côté).

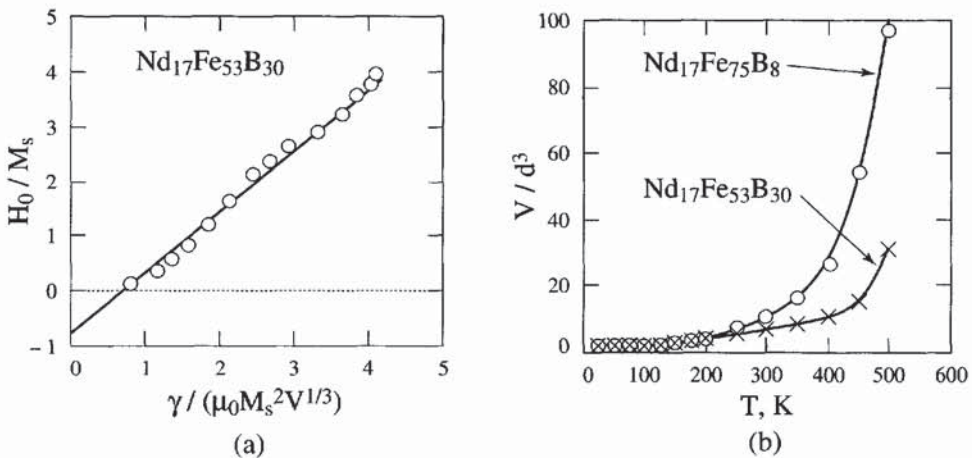


Figure 15.71 - Analyse de coercitivité dans des aimants NdFeB avec une énergie de barrière proportionnelle à l'énergie de formation de paroi

7.4. QUEL MÉCANISME DÉTERMINE LE RENVERSEMENT D'AIMANTATION ?

Les approches qui viennent d'être présentées permettent d'établir un lien entre le champ de retournement H_R et certains paramètres physiques fondamentaux, mais elles ne disent rien des mécanismes de retournement mis en œuvre. Pour caractériser ces mécanismes, on ne dispose pas de moyens expérimentaux véritablement décisifs. L'observation directe est rendue impossible par la petite taille du noyau critique ainsi que par la soudaineté et la brièveté du phénomène. Le lien entre mécanisme de

retournement d'aimantation et élément sensible de la microstructure est difficile à établir, à la fois à cause de la taille du noyau actif et du fait de la complexité des microstructures. Les expériences de caractérisation magnétique traditionnelles, qui ne permettent d'accéder qu'à des effets statistiques macroscopiques, peuvent cependant apporter des informations intéressantes.

7.4.1. Analyse de la courbe de première aimantation et notamment de la susceptibilité initiale

L'analyse de la courbe de première aimantation, obtenue sur un échantillon d'aimant thermiquement désaimanté, est utilisée pour juger de la mobilité des parois contenues dans les grains.

Dans certaines catégories d'aimants, notamment les aimants frittés SmCo_5 (figure 15.72) ou NdFeB , la susceptibilité initiale est égale à l'inverse de la pente de champ démagnétisant et elle est réversible. Ce comportement caractérise un déplacement de parois, libre de toute entrave. Cela permet d'affirmer que la coercitivité ne peut être attribuée à un mécanisme de piégeage - dépiégeage (étape 4) bloquant la propagation du retournement d'aimantation.

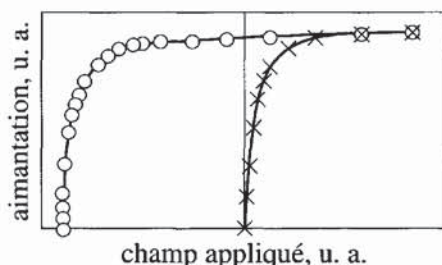


Figure 15.72 - Courbe $M(H)$ typique pour un aimant SmCo_5

× : première aimantation - O : mesure en champ décroissant à partir de l'état saturé

A l'inverse, une susceptibilité initiale faible, accompagnée d'une variation d'aimantation irréversible, met en évidence le fait que les parois ne se déplacent pas facilement. Cela peut traduire, soit le piégeage des parois, soit l'absence de parois (les grains sont monodomaines). L'augmentation de la susceptibilité, observée lorsque le champ appliqué atteint une valeur voisine de H_R , indique alors que le processus qui conduit à la saturation met en œuvre le même mécanisme que le retournement à partir de l'état saturé (mécanisme coercitif). Mais cela ne permet pas d'identifier ce mécanisme. Les courbes de première aimantation obtenues sur un aimant ferrite (figure 15.73-a) et sur un aimant $\text{CeCo}_{3,8}\text{Cu}_{0,9}\text{Fe}_{0,5}$ (figure 15.73-b) illustrent ce fait : elles sont très semblables, pourtant c'est le mécanisme de nucléation qui est considéré comme déterminant dans les ferrites et c'est au mécanisme de piégeage - dépiégeage que l'on attribue la coercitivité dans $\text{CeCo}_{3,8}\text{Cu}_{0,9}\text{Fe}_{0,5}$.

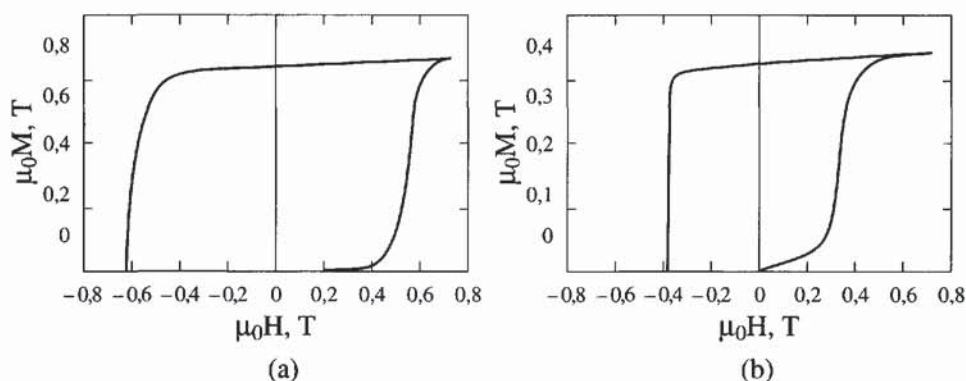


Figure 15.73 - Courbes de première aimantation

(a) aimant ferrite (coercitivité de nucléation)

(b) aimant Ce-Co-Cu-Fe (coercitivité de piégeage)

7.4.2. Observation des domaines et des mouvements de parois dans l'état thermiquement désaimanté

Les observations de domaines et parois, par microscopie optique en lumière polarisée (effet Kerr) ou par microscopie électronique (méthode de Lorentz), sont complémentaires des mesures de susceptibilité initiale.

Dans les aimants frittés NdFeB ou SmCo₅, à l'état thermiquement désaimanté, la structure en domaines apparaît au sein des cristallites. La configuration des domaines évolue sous l'effet du champ appliqué traduisant une grande mobilité des parois dans ces matériaux. Dans les ferrites modernes, les grains sont en général monodomaines. C'est aussi le cas des aimants NdFeB formés de rubans trempés.

L'observation des aimants SmCo₂₋₁₇ ne conduit pas aux mêmes constats. Leur microstructure – qui est obtenue par précipitation d'une phase très coercitive à base de Sm(CoCu)₅ au sein d'une phase magnétique moins coercitive à base de Sm₂(FeCo)₁₇ (voir § 5) – se présente (figure 15.74) comme un ensemble de cellules plus ou moins bi-pyramidales, longues d'environ 100 à 300 nm, contenant la phase principale 2-17, séparées par des cloisons constituées de phase 1-5, épaisses de 5 à 10 nm. Les domaines magnétiques, observés par microscopie de Lorentz [41] sur un échantillon thermiquement désaimanté, paraissent suivre les limites des cellules, la frontière entre domaines prenant l'allure d'une ligne en zig-zag (figure 15.75-a). La visualisation directe des parois de Bloch, qui forment des lignes en dents de scie épousant les bords de cellules (figure 15.75-b), et le fait que l'application d'un champ magnétique ne change pas ces observations, confirment que les cloisons entre cellules constituent des sites d'accrochage des parois.

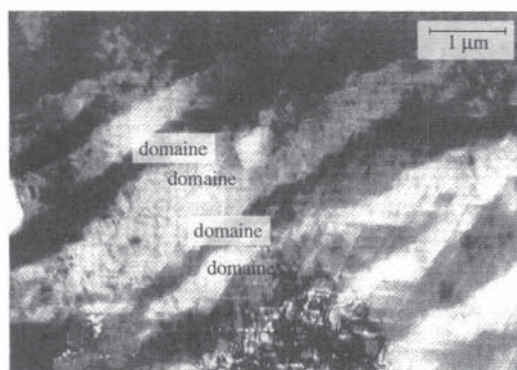


(a)

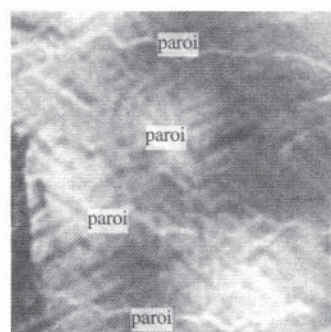


(b)

Figure 15.74 - Microstructure d'un aimant SmCo type 2-17, d'après [42]



(a)



(b)

Figure 15.75 - Visualisation de domaines (a) et de parois (b) dans les aimants SmCo 2-17, d'après [43]

7.4.3. Variation du champ de retournement avec l'angle d'application du champ : $H_R(\theta_c)$

Selon le modèle de Stoner-Wohlfarth, la valeur du champ de retournement dans une particule homogène varie en fonction de l'angle suivant lequel ce champ est appliqué. La loi de variation est :

$$H_R^{\text{local}}(\theta_c) = \frac{H_A^{\text{local}}}{(\cos^{2/3}\theta_c + \sin^{2/3}\theta_c)^{3/2}} \quad (\text{voir équation 5.64})$$

Elle donne lieu à la courbe de la figure 15.76-a, l'angle θ_c étant celui que fait le champ avec l'axe d'anisotropie du cristallite (voir figure 15.76-b).

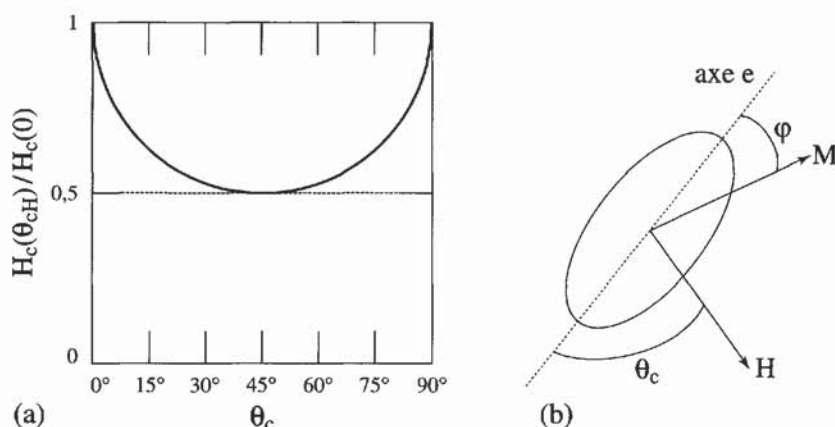


Figure 15.76 - Variation du champ de retournement de l'aimantation en fonction de l'angle d'application du champ selon le modèle de Stoner-Wohlfarth

On a pu observer cette loi dans des nanoparticules (en particulier de ferrite [44] : voir figure 15.77). Cela a d'abord conduit à croire que le retournement d'aimantation, dans ces particules, se produisait par rotation collective uniforme des moments.

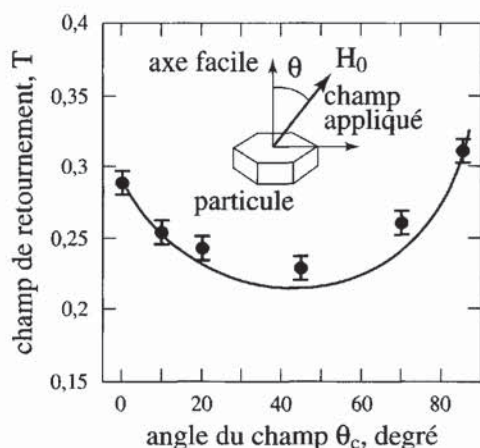


Figure 15.77 - Etude expérimentale de $H_R(\theta_c)$ dans le cas d'une particule isolée (ferrite)

souvent plus probable que la rotation uniforme.

En fait, l'équation (5.64) rappelée ci-dessus ne décrit pas le comportement effectivement observé dans la plupart des matériaux à aimant. La dépendance angulaire du champ de retournement de l'aimantation mesurée dans ces matériaux, prouve en effet que, dans la quasi totalité des cas, l'aimantation de chacun des cristallites se retourne dans un champ qui évolue avec l'angle θ_c d'application de ce champ selon une courbe

Cependant, l'étude expérimentale approfondie de certains systèmes et des simulations numériques du retournement d'aimantation dans les nanoparticules, ont démontré que ce type de loi de comportement caractérise plus précisément le fait que le champ de retournement H_R est proche du champ d'anisotropie magnétocristallin H_A , (c'est-à-dire que le système magnétique est non rigide au voisinage du champ coercitif), sans que cela spécifie un mécanisme de retournement particulier : un renversement non collectif est

proche d'une loi en $1/\cos\theta_c$ (figure 15.78), au moins tant que $0 \leq \theta_c \leq \pi/3$ (figure 15.79).

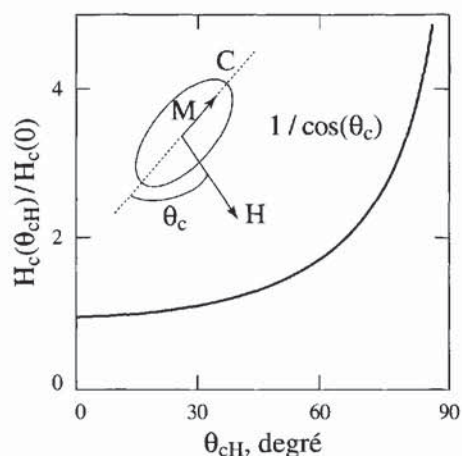


Figure 15.78 - Loi en $1/\cos\theta_c$

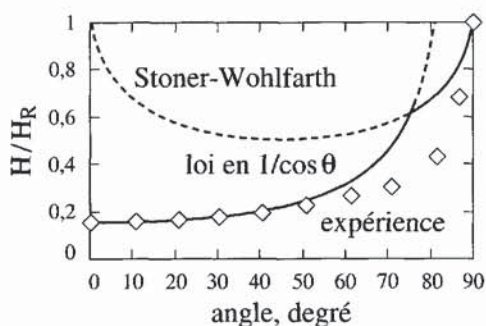


Figure 15.79
Variation angulaire de H_R/H_A

Pour interpréter ce comportement, il est judicieux de distinguer les rôles joués par les projections du champ appliqué. La composante $H_{//}$ suivant c (axe de facile aimantation) tend à abaisser les barrières qui empêchent le retournement de l'aimantation, tandis que la composante H_{\perp} (perpendiculaire à c) tend à faire tourner l'aimantation. Pour que la rotation soit significative, l'intensité de la composante perpendiculaire doit être de l'ordre de grandeur du champ d'anisotropie H_A . Tant que la direction d'application du champ est proche de l'axe c , la composante H_{\perp} n'est qu'une fraction mineure du champ appliqué. Si, en outre, le champ qui provoque le retournement d'aimantation (en gros, le champ coercitif) est petit comparé à H_A , H_{\perp} est lui-même très inférieur au champ d'anisotropie, et les moments ne tournent pas avant de se renverser. La composante $H_{//}$, seule active, agit donc sur une aimantation rigide. Sa valeur, $H_{//} = H \cos \theta_c$, conduit naturellement à la loi de comportement observée.

Lorsque l'angle θ_c prend des valeurs plus importantes, typiquement comprises entre $\pi/3$ et $\pi/2$, le champ nécessaire au retournement grandit vite (loi en $1/\cos\theta_c$) et la composante H_{\perp} , qui est alors devenue prépondérante, s'approche de H_A . Le système cesse donc d'être rigide et son comportement s'approche progressivement de ce que prévoit l'équation (5.64) (figure 15.79).

7.4.4. La modélisation des différents mécanismes impliqués dans le processus non collectif de renversement de l'aimantation

Les mécanismes mis en jeu dans chacune des étapes du processus non collectif, ont été modélisés afin d'évaluer le champ critique théorique associé à chacun de ces mécanismes. De l'évaluation des différents champs critiques, résultant de ces modélisations : H_N [45], H_p [45, 46], H_{exp} [40], et H_{pr} [47, 48, 49, 2, 50], il ressort simplement que tous les mécanismes invoqués peuvent conduire à des champs critiques

ayant le bon ordre de grandeur. Mais ces calculs – fondés sur des approximations simplificatrices risquées, touchant, notamment, à la dimensionnalité des problèmes – ne permettent pas d'identifier à coup sûr la mise en œuvre de certains mécanismes, ni inversement d'en exclure d'autres.

RÉFÉRENCES

- [1] W.F. BROWN Jr, *Magnetostatic Principles in Ferromagnetism* (1962), North-Holland, Amsterdam.
- [2] H. ZIJLSTRA, in *Ferromagnetic Materials* (1982) **3**, éds. E.P. Wohlfarth et K.H.J. Buschow.
- [3] R.A. MCCURRIE, in *Ferromagnetic Materials* (1982) **3**, éds. E.P. Wohlfarth et K.H.J. Buschow, p. 107.
- [4] C. BRONNER, E. PLANCHARD, J. SAUZE, *Cobalt* (1966) **32**, 124.
- [5] H. KOJIMA & H. STÄBLEIN, in *Ferromagnetic Materials* (1982) **3**, éds. E.P. Wohlfarth et K.H.J. Buschow, p. 441.
- [6] K.J. STRNAT, in *Ferromagnetic Materials* (1988) **4**, éds. E.P. Wohlfarth et K.H.J. Buschow, p. 131 ; K.J. STRNAT, R.M.W. STRNAT, *J. Magn. Magn. Mater.* (1991) **100**, 38.
- [7] J.F. HERBST, J.J. CROAT, *J. Magn. Magn. Mater.* (1991) **100**, 57.
- [8] J.M.D. COEY, *Rare-earth Iron permanent Magnets* (1996) Clarendon Press, Oxford.
- [9] O. CUGAT, F. BLOCH, J.C. TOUSSAINT, *Rare-earth Magnets and their Applications*, REM XV (1998) Vol. 2, p. 853 (Schultz éditeur) Dresden - Allemagne.
- [10] P. BRISSONNEAU, *Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique* (1997) Hermès, Paris
- [11] R.J. PARKER, R.J. STUDDERS, *Permanent magnets and their applications* (1962) John Wiley, New York.
- [12] D. HADFIELD, *Permanent magnets and magnetism* (1962) Illiffe Books Ltd., London.
- [13] M. VELGE, K.H.J. BUSCHOW, *J. Appl. Phys.* (1968) **39**, 1717.
- [14] J. ORMEROD, *J. Less Common Met.* (1985) **111**, 49 ; D.K. DAS, *IEEE Trans. Mag.* (1969) **MAG-5**, 214.
- [15] M. SAGAWA, H. NAGATA, *IEEE Trans. Mag.* (1993) **Mag-29**, 2747 ; M. SAGAWA, H. NAGATA, O. ITATANI, T. WATANABE, 13th Int. Workshop on Rare-earth Magnets and their Applications, Birmingham, UK (1994), p.13.
- [16] K.J. DE VOS, Thèse (1966) Technical High School (Eindhoven, Hollande)
- [17] J.J. CROAT, J.F. HERBST, R.W. LEE, F.E. PINKERTON, *Appl. Phys. Lett.* (1984) **44**, 148 ; J.J. CROAT, *J. Mat. Eng.* (1988) **10** (1), 7 ; J.J. CROAT, *J. Less-Common Met.* (1989) **148**, 7 ; J.J. CROAT, 13th Int. Workshop on Rare-earth Magnets and their Applications, Birmingham, UK (1994), p.65.
- [18] P.B. BRAUN, *Philips Res. Rep.* (1957) **12**, 491
- [19] P.W. ANDERSON, *Phys. Rev.* (1950) **79**, 350.
- [20] E.W. GORTER, *Proc. IEEE* (1957) **104 B**, 255 S.

- [21] H.B.G. CASIMIR, J. SMIT, U. ENZ, J.F. FAST, H.P.J. WIJN, E.W. GORTER, A.J.W. DUYVESTYEN, J.D. FAST, J.J. DEJONG, *J. Phys. Radium* (1959) **20**, 360.
- [22] J. SMIT, *J. Phys. Radium* (1959) **20**, 370.
- [23] G.W. RATHENAU, J. SMIT, A.L. STUYTS, *Z. Phys.* (1952) **133**, 250.
- [24] B.T. SHIRK, W.R. BUESSEM, *J. Appl. Phys.* (1969) **40**, 1294.
- [25] L. JAHN, H.G. MÜLLER, *Phys. Status Sol.* (1969) **35**, 723.
- [26] E. BELORIZKY, M.A. FRÉMY, J.P. GAVIGAN, D. GIVORD, H.S. LI, *J. Appl. Phys.* (1987) **61**, 3971.
- [27] R.L. COEHOORN, in *Supermagnets - hard magnetic materials* (1991) G. J. Long and F. Grandjean éditeurs, Kluwer, chapitre 8.
- [28] M. SAGAWA, S. FUJIMURA, N. TOGAWA, H. YAMAMOTO, Y. MATSUURA, *J. Appl. Phys.* (1984) **55**, 2083.
- [29] J.J. CROAT, J.F. HERBST, R.W. LEE AND F.E. PINKERTON, *J. Appl. Phys.* (1984) **55**, 2078.
- [30] J.M.D. COEY, J. SUN HONG, *J. Magn. Magn. Mater.* (1990) **87**, L251 ; J.M.D. COEY, J. SUN HONG, Y. OTANI, 11th Int. Workshop on Rare-earth Magnets and their Applications (1990) Pittsburgh, vol. 2, 36.
- [31] L. NÉEL, *C. R. Ac. Sci.* (1947), **224**, 1550 ; C. KITTEL, *Rev. Mod. Phys.* (1949) **21**, 541 ; S. SHTRIKMAN thèse (1957) Haïfa ; W.F. BROWN, *J. Appl. Phys.* (1962) **33**, 1308 ; K. COMPAAN, H. ZIJLSTRA, *Phys. Rev.* (1962) **126**, 1722.
- [32] S. SHTRIKMAN, thèse (1957) Haïfa ; E. KNELLER, *Fine particle theory in Magnetism and Metallurgy* (1969), A.E. Berkowitz, E. Kneller éditeurs, Acad. Press, New York, vol. 1, 365.
- [33] A. AHARONI, *J. Appl. Phys.* (1959) **30 suppl.**, 70 S.
- [34] K.J. DE VOS, *Magnetism and Metallurgy*, A. E. Berkowitz and E. Kneller éditeurs, Academic Press, New-York and London, 1969, p. 473.
- [35] J.J. DE JONG, J.M.G. SMEETS AND H.B. HAANSTRA, *J. Appl. Phys.* (1958) **29**, 297.
- [36] M. SAGAWA, S. HIROSAWA, H. YAMAMOTO, S. FUJIMURA, Y. MATSUURA, *Jap. J. of Appl. Phys.* (1987) **26**, 785 ; M. SAGAWA, S. HIROSAWA, *J. Phys. (Paris)* (1988) **49**, C8-617 ; S. HIROSAWA, Y. TSUBOKAWA, R. SHIMIZU, 10th Int. Workshop on Rare-earth Magnets and their Applications, Tokyo (1989), p. 465.
- [37] D.W. TAYLOR, V. VILLAS-BOAS, Q. LU, M.F. ROSSIGNOL, F.P. MISSELL, D. GIVORD, S. HIROSAWA, *J. Magn. Magn. Mater.* (1994) **130**, 225.
- [38] D. GIVORD, Q. LU, M.F. ROSSIGNOL, P. TENAUD, T. VIADIEU, *J. Magn. Magn. Mater.* (1990) **83**, 183.
- [39] D. GIVORD, M.F. ROSSIGNOL, D.W. TAYLOR, A. RAY, *J. Magn. Magn. Mater.* (1992) **104-107**, 1126.
- [40] D. GIVORD, M.F. ROSSIGNOL, in *Rare-earth Iron permanent Magnets*, J.M.D. Coey éditeur (1996) Clarendon Press, Oxford, p. 272-275.
- [41] J. FIDLER, P. SKALICKY *Proc. 3d Int. Symp. on Magnet. Anisotropy and Coercivity in RE-Transition Metal Alloys* (1982), J. Fidler éditeur, Baden, Autriche, p. 585 ; G.C. HADJIPANAYIS, *ibid.* p. 609.
- [42] K.D. DURST, Thèse, Stuttgart (1986), figures 8 et 9, d'après des résultats non publiés de Krupp WIDIA, GmbH, Essen.

- [43] G.C. HADJIPANAYIS, *in* Rare-earth Iron permanent Magnets, J.M.D. Coey éditeur (1996) Clarendon Press, Oxford.
- [44] W. WERNSDORFER, E. BONET OROZCO, K. HASSELBACH, A. BENOIT, D. MAILLY, O.KUBO, H. NAKANO, B. BARBARA, *Phys. Rev. Lett.* (1997) **79**, 4014.
- [45] A. AHARONI, *Phys. Rev.* (1960) **119**, 127.
- [46] C. ABRAHAM, A. AHARONI, *Phys. Rev.* (1960) **120**, 1576.
- [47] H.R. HILZINGER, H. KRONMÜLLER, *Phys. Lett.* (1975) **51A**, 59.
- [48] H.R. HILZINGER, H. KRONMÜLLER, *Appl. Phys.* (1977) **12**, 253.
- [49] H. KRONMÜLLER, *J. Magn. Magn. Mater.* (1978) **7**, 341.
- [50] P. GAUNT, *Phil. Mag.* (1983) **B48**, 261.

CHAPITRE 16

LES MATÉRIAUX DOUX POUR L'ÉLECTROTECHNIQUE ET L'ÉLECTRONIQUE BASSE FRÉQUENCE

Les matériaux présentés dans ce chapitre travaillent aux basses fréquences, c'est-à-dire inférieures à 400 Hz pour l'électrotechnique et à 100 kHz pour l'électronique de puissance. Après une présentation générale qui comportera une discussion approfondie de la notion de pertes magnétiques, nous passerons en revue les diverses familles d'aciers doux, de ferrites et d'alliages à haute et très haute perméabilité, depuis les plus anciens aciers qui datent du XIXème siècle jusqu'aux derniers venus, les matériaux amorphes et les nanocristallisés. Nous terminerons par la présentation des différentes applications basses fréquences de ces matériaux doux.

1. PRÉSENTATION GÉNÉRALE DES MATÉRIAUX DOUX

Une classification commode consiste à distinguer parmi les matériaux magnétiques doux pour basses fréquences :

- ◆ les matériaux pour l'électrotechnique et l'électronique de puissance, utilisés dans la production, le transport et l'utilisation de l'énergie électrique (dynamos et alternateurs, transformateurs, moteurs), les alliages fer-silicium étant de loin les représentants les plus importants de cette catégorie,
- ◆ les matériaux pour applications de faible puissance : télécommunications et électronique, petits transformateurs, capteurs et dispositifs de sécurité... A cette classe appartiennent depuis longtemps des matériaux variés métalliques (fer-nickel, fer-cobalt) et isolants (ferrites). Plus récemment sont apparus des matériaux obtenus par trempe rapide : alliages amorphes et nanocristallins, dont le statut économique est encore incertain [1].

Cette classification schématique est loin de recouvrir toute la diversité des matériaux doux. Les blindages magnétiques peuvent utiliser des matériaux appartenant à l'une ou l'autre de ces catégories. Les alliages fer-nickel peuvent avoir des applications très

différentes sous forme massive ou en couches minces. L'emploi de certains matériaux est principalement déterminé par leurs propriétés de couplage magnétoélastique ou magnéto-optique. Les ferrites pour radiofréquences et hyperfréquences, les matériaux doux magnétostrictifs et les couches douces pour l'enregistrement magnétique seront présentés respectivement dans les chapitres 17, 18 et 21.

1.1. LES QUALITÉS REQUISES D'UN MATÉRIAU DOUX

Un matériau doux a pour fonction de renforcer ou canaliser le flux d'induction provenant de courants électriques, d'aimants ou d'ondes extérieures (cas des blindages), ce qui nécessite les qualités suivantes :

- ♦ une *polarisation à saturation* $\mathbf{J}_s = \mu_0 \mathbf{M}_s$ aussi élevée que possible, la distinction entre *polarisation magnétique* ($\mathbf{J} = \mu_0 \mathbf{M}$) et *induction magnétique* $\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})$ étant ici de peu d'importance, vu les faibles valeurs des champs magnétisants.
- ♦ une forte perméabilité, de faibles variations de champ magnétisant devant créer de grandes variations d'aimantation. Cette notion générale doit être précisée suivant les conditions d'utilisation : on pourra rechercher une forte perméabilité initiale ou maximale, une perméabilité rapidement variable ou au contraire la plus constante possible le long du cycle d'hystérésis, et cela en régime statique ou dynamique ...
- ♦ une dissipation d'énergie minimale au sein du matériau, pour une utilisation en régime dynamique. La tendance générale à l'accroissement des fréquences de travail rend cette nécessité cruciale. De plus, les matériaux fonctionnent souvent sous des formes d'onde non sinusoïdales (trapézoïdales en particulier) contenant des taux notables d'harmoniques élevés.

Bien entendu, le matériau idéal devrait aussi présenter des caractéristiques mécaniques élevées (pièces tournant à grande vitesse), être façonnable, facile à découper, exempt de vieillissement, résistant à l'oxydation et à la corrosion, bon marché et facilement recyclable. Cet idéal étant évidemment inaccessible, l'emploi d'un matériau doux résulte d'un compromis entre des exigences multiples et souvent contradictoires.

1.2. RÔLE DES CARACTÉRISTIQUES STRUCTURALES ET ÉLECTROMAGNÉTIQUES

Nous passons en revue ci-dessous les influences des diverses caractéristiques du matériau sur les trois grandes rubriques que nous venons de définir.

1.2.1. Polarisation

Si les physiciens parlent d'aimantation, les électrotechniciens préfèrent raisonner sur la polarisation. La polarisation à saturation est une caractéristique intrinsèque du matériau déterminée au premier chef par sa composition. A part quelques applications particulières, elle doit rester aussi forte que possible sur une large plage de températures. On recherche donc simultanément une température de Curie élevée.

1.2.2. Perméabilité

Celle-ci résulte d'influences nombreuses et subtiles. Elle reflète à notre échelle les phénomènes ayant lieu à l'échelle des domaines élémentaires.

- ♦ **Anisotropie** : malgré leur complexité, les processus d'aimantation reviennent toujours en dernière analyse à faire tourner des moments magnétiques. En général, il faut donc minimiser toutes les causes pouvant s'opposer à la rotation des moments, et en premier lieu l'anisotropie magnétocristalline (voir § 2.3 du chapitre 3). Une symétrie cristalline élevée est *a priori* plus favorable qu'une symétrie uniaxiale, mais l'anisotropie dépend aussi de la composition. Toutefois, il peut être avantageux dans certains cas d'induire une anisotropie uniaxiale pour ajuster la forme du cycle d'hystérésis ou optimiser une caractéristique (perméabilité, pertes d'énergie).
- ♦ **Magnétostriction** : on recherche de même une faible magnétostriction pour minimiser l'anisotropie magnétique d'origine magnétoélastique provenant des contraintes internes au matériau (chapitre 12). Comme l'anisotropie magnétocristalline, cette caractéristique dépend de la symétrie cristalline et de la composition du matériau.
- ♦ **Aire des parois** : à quelques notables exceptions près (alliages "à cycles couchés"), les mécanismes d'aimantation par déplacements des parois de domaines sont prépondérants dans les matériaux doux pour l'électrotechnique. Il s'agit donc en premier lieu de rendre maximale l'aire des parois dans le matériau (voir plus loin, § 2.4). Celle-ci résulte essentiellement du compromis entre l'énergie superficielle des parois et l'énergie magnétostatique.
On a donc intérêt à abaisser l'énergie de paroi, elle-même fonction de l'échange et des anisotropies. On peut difficilement jouer sur l'échange, qui détermine par ailleurs la température de Curie. En revanche, de faibles niveaux d'anisotropie magnétocristalline ou induite et de magnétostriction seront bénéfiques ici encore. Le contrôle des effets magnétostatiques est une méthode efficace de multiplication des domaines et parois. On peut, dans ce but, jouer sur la texture en grains cristallins, qui gouverne les effets magnétostatiques aux surfaces et joints de grains. Des traitements spéciaux de la surface du matériau (mise sous contrainte, rayures...) sont aussi particulièrement intéressants. Les tôles de transformateurs en alliages fer-silicium "Hi-B" constituent de remarquables exemples d'application de ces principes.
- ♦ **Caractéristiques métallurgiques du matériau** : il faut d'autre part offrir aux déplacements des parois un "terrain" aussi peu accidenté que possible. Un matériau doux s'obtient par une métallurgie soignée (purification, recuits ...) visant à réduire tous les défauts, causes d'accrochage des parois : dislocations et contraintes internes, lacunes et impuretés ... Les défauts ayant des dimensions comparables à l'épaisseur des parois piègent fortement celles-ci et sont les plus néfastes. En particulier, l'élimination des précipités de métalloïdes est essentielle.

1.2.3. Dissipation d'énergie

On précisera plus loin la subdivision des pertes en pertes (quasi)-statiques et pertes dynamiques. Dans les matériaux conducteurs, l'énergie est dissipée sous forme de chaleur par les courants induits. Trois paramètres entrent en jeu :

- ♦ la résistivité : le paramètre électromagnétique principal de ce point de vue est la résistivité ρ , dépendant avant tout de la composition du matériau. On s'efforce de la maximiser.
- ♦ la taille des domaines : un raisonnement grossier montre l'influence de ce paramètre. Si une paroi unique doit se déplacer à la vitesse v pour assurer une variation Φ du flux d'induction, la même variation de flux répartie entre n parois n'exige pour chacune d'elles qu'une vitesse v/n . Si l'on néglige le recouvrement des courants induits, les densités de courant sont alors affectées d'un facteur $(1/n)$, et la dissipation totale par effet Joule d'un facteur $n(1/n)^2 = 1/n$. Une finesse accrue des domaines est donc bénéfique, et permet aussi d'accroître la perméabilité.
- ♦ l'épaisseur : un matériau conducteur doit être divisé en feuillets de faible épaisseur afin de limiter le développement des courants induits.

1.3. ANALYSE DES PERTES D'ÉNERGIE

1.3.1. Aspects macroscopiques

La dissipation d'énergie provient de l'irréversibilité inhérente aux mécanismes d'aimantation. Elle se traduit, à l'échelle macroscopique, par l'aire du cycle d'hystérésis égale à l'intégrale $\int \mathbf{H} d\mathbf{B}$ prise sur le cycle.

Les pertes augmentent très peu avec la fréquence dans un matériau à résistivité élevée (ferrite). Il en va tout autrement dans les matériaux conducteurs. L'aire du cycle dépend de la fréquence comme l'indique la figure 16.1, et les pertes croissent quand la fréquence augmente (figure 16.2).

N.B. - On trouve dans la littérature deux conventions différentes pour exprimer les pertes. Les travaux théoriques portent plutôt sur l'énergie dissipée par cycle, les applications considèrent plutôt la puissance dissipée à une fréquence f . On donne dans ce chapitre les valeurs numériques de la puissance dissipée P . L'énergie par cycle est évidemment égale à P/f .

- ♦ Sous champ lentement variable, on mesure les pertes par hystérésis ou quasi-statiques correspondant à l'ordonnée à l'origine $(P/f)_0$. La formule de Steinmetz, d'origine empirique, stipule que, dans toute la gamme des inductions moyennes, la dissipation au cours d'un cycle d'inductions extrêmes $\pm B_0$ est proportionnelle à B_0^α . L'exposant α est en général compris entre 1,7 et 1,9.
- ♦ A une fréquence donnée f , la différence $(P/f) - (P/f)_0$ représente les pertes dynamiques par cycle.

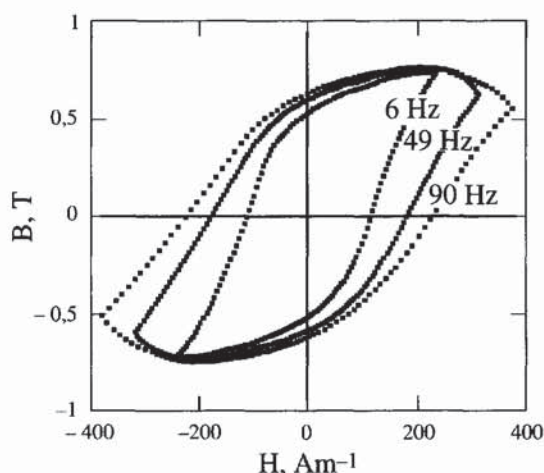


Figure 16.1 - Cycles d'hystérésis d'un fer doux à différentes fréquences ; induction maximale 0,75 T

Cercles : monocristal (110)[001] de Fe 3%Si, $e = 0,28$ mm, $B_0 = 1,7$ T

Triangles : tôle non orientée de Fe 3%Si, $e = 0,33$ m, $B_0 = 1,5$ T

Croix : tôle de fer commercial, $e = 0,1$ mm, $B_0 = 1,3$ T (d'après [2])

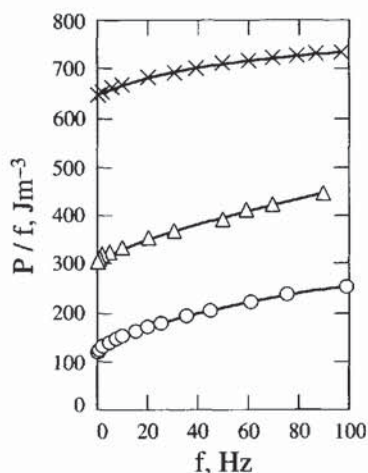


Figure 16.2 - Pertes par cycle (P/f) dans différents échantillons d'épaisseurs e pour une induction maximale B_0

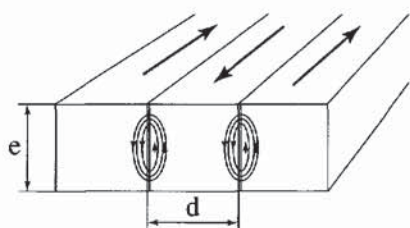
1.3.2. Calcul des pertes dans un matériau conducteur

Il s'agit d'estimer l'intégrale sur un cycle, et pour l'unité de volume du matériau, de la quantité $\rho \int |\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)|^2$ où $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ représente la densité de courants induits. La solution du problème passe par la connaissance des variations spatio-temporelles du vecteur polarisation $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$. L'approche la plus élémentaire consiste à ignorer la subdivision en domaines et à assimiler le matériau à un milieu homogène ; cette approximation est connue sous le nom de *modèle des pertes classiques*. Pour des cycles d'inductions extrêmes $\pm B_0$, décrits à une fréquence f assez basse pour que l'effet de peau soit négligeable, la dissipation classique par cycle dans une lame d'épaisseur e vaut :

$$(P/f)_c = (\pi e B_0)^2 f / 6\rho \quad (16.1)$$

Cette prédiction est en désaccord avec l'expérience : les valeurs numériques prévues par l'expression ci-dessus sont trop faibles et les pertes ne varient pas linéairement avec la fréquence. On appelle *pertes supplémentaires*, ou *en excès*, l'écart entre pertes réelles et pertes classiques. Evidemment, le désaccord provient de ce que l'on a ignoré l'existence des domaines. En réalité, l'aimantation ne change d'orientation que dans les régions balayées par les parois. Un circuit conducteur fictif tracé autour d'une paroi en mouvement est le siège d'une variation de flux. Les courants induits qui en résultent ne sont pas uniformément répartis dans le matériau, mais concentrés au voisinage des parois en mouvement, d'où des pertes supérieures [3].

Le modèle de Pry et Bean [4] idéalise cette situation réelle à la fois dans l'espace et le temps. Les domaines dans une lame d'épaisseur e sont supposés de longueur infinie et de largeur uniforme d (figure 16.3).



**Figure 16.3 - Modèle de Pry et Bean :
domaines à 180° de largeur uniforme d
dans une tôle d'épaisseur e**

Les courants induits sont localisés
au voisinage des parois.

Un tel modèle est vraisemblablement assez proche de la situation des tôles de fer-silicium à grains orientés. Les parois, supposées rigides, se déplacent toutes en phase et sinusoïdalement en fonction du temps. Les équations de Maxwell prévoient alors une dissipation par cycle :

$$(P/f)_{PB} = \frac{16cdB_0^2}{\pi\rho} f \sum_{n \text{ impair}} \frac{1}{n^3} \coth\left(\frac{n\pi d}{e}\right) \quad (16.2)$$

Cette expression redonne les pertes classiques dans la situation limite où le rapport $(d/e) \rightarrow 0$, c'est-à-dire si l'on peut considérer les variations de flux comme uniformément réparties. Sinon, les pertes ainsi calculées excèdent les pertes classiques d'un facteur qui peut atteindre plusieurs unités.

Le modèle de Pry et Bean confirme bien, au moins qualitativement, la nécessité de diminuer à la fois l'épaisseur des tôles et la largeur des domaines. Il est toutefois encore trop schématisé pour représenter fidèlement la réalité. D'une part, comme les courants induits se développent plus facilement au cœur de la tôle qu'à sa surface, les parties centrales des parois sont soumises à des freinages plus intenses et des déformations des parois apparaissent aux fréquences élevées. Ce phénomène reste toutefois très insuffisant pour expliquer l'écart entre pertes classiques et pertes réelles.

D'autre part, les processus d'aimantation sont certainement plus irréguliers dans l'espace et dans le temps qu'on ne l'a supposé. Ce point est essentiel car les hypothèses de périodicité du modèle de Pry et Bean entraînent des interférences destructives des courants induits dans la majeure partie du matériau. Par suite, les pertes sont fortement sous-estimées.

Une approche plus complète doit tenir compte de la nature aléatoire des déplacements de parois [3]. La dissipation d'énergie dans une tôle de section S , au cours d'un cycle de période T , s'exprime dans l'espace de Fourier (\mathbf{k}, ω) sous la forme :

$$(P/f) = \frac{4}{\rho S} \sum_{\mathbf{k}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{|\mathbf{k}|^2}{|\mathbf{k}|^4 + \left(\frac{\omega\mu}{\rho}\right)^2} \frac{|\mathbf{J}(\mathbf{k}, \omega)|^2}{ST} \quad (16.3)$$

μ étant la perméabilité réversible du matériau.

On n'entrera pas ici dans des détails mathématiques assez lourds. Le résultat essentiel est qu'on peut ramener l'évolution des domaines à la dynamique "d'objets magnétiques" (OM) statistiquement indépendants. Physiquement parlant, un OM représente un groupe de parois voisines couplées par les interactions magnétostatiques. La nature

exacte d'un objet magnétique dépend du matériau considéré : on pourra l'assimiler par exemple à une paroi de Bloch unique dans un alliage Fe-Si à grains orientés et grands domaines, ou à l'ensemble des parois à l'intérieur d'un grain cristallin dans le cas d'un polycristal désorienté.

On peut résumer la signification physique de cette approche de la façon suivante : chaque objet magnétique ressent un potentiel aléatoire (obstacles de natures diverses) dont la dérivée représente un champ d'opposition. La différence entre le champ magnétisant et le champ d'opposition est le *champ en excès* H_{exc} . Un champ en excès infiniment petit n'entraînerait que des processus d'aimantation quasi-statiques.

Lorsqu'un OM franchit un maximum local du champ d'opposition, H_{exc} devient positif et l'OM entame un mouvement irréversible à vitesse finie. Le freinage par les courants induits étant de type visqueux, la dérivée temporelle du flux varie tout au long du saut proportionnellement au champ en excès. Le mouvement irréversible s'arrête quand l'objet magnétique rencontre un champ d'opposition supérieur à H_{exc} .

L'accroissement de la fréquence du champ magnétisant augmente le nombre d'objets actifs à un instant donné : en effet, un accroissement du taux de variation de l'induction dB/dt exige une vitesse instantanée accrue des parois, et donc une pression plus élevée du champ moteur. Celle-ci est obtenue par l'accroissement du champ appliqué, ce qui entraîne le déblocage de nouveaux objets magnétiques.

La figure 16.4 illustre ce comportement. A haute fréquence, les processus d'aimantation tendent à s'homogénéiser dans l'espace et le temps, car tous les objets magnétiques deviennent simultanément actifs et "survolent" les obstacles à une vitesse élevée principalement déterminée par le champ appliqué.

Le calcul de la dissipation est simplifié par la réduction du nombre de degrés de liberté à prendre en compte. En effet, les mouvements corrélés des parois qui constituent un OM réduisent fortement les courants induits à l'intérieur de cet OM. L'essentiel de la dissipation se produit à l'extérieur.

Ce modèle entraîne une importante unification du concept de pertes. En effet, le terrain où se déplace l'OM (champ d'opposition) détermine à la fois la statistique des obstacles à vaincre en régime quasi-statique et la dynamique du déplacement des parois à fréquence finie. La distinction entre pertes par hystérésis et pertes dynamiques tend ainsi à s'estomper.

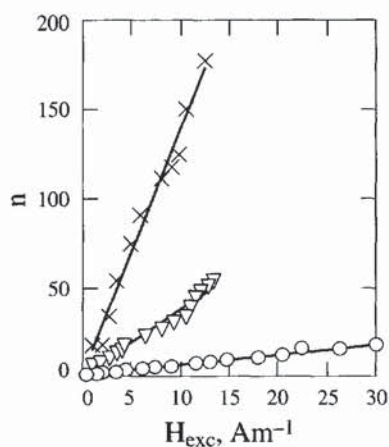


Figure 16.4 - Nombre n d'objets magnétiques (parois ou groupes corrélés de parois) simultanément actifs en fonction du champ H_{exc}

Les échantillons et les symboles sont identiques à ceux de la figure 16.2 (d'après [3])

Ceci est tout à fait normal : dans un matériau conducteur, les phénomènes de dissipation se ramènent en définitive à un échauffement par courants induits plus ou moins localisés dans l'espace et le temps.

Ce modèle s'applique avec succès à une large classe de matériaux et prévoit pour les pertes en excès une variation à peu près proportionnelle à \sqrt{f} , compatible avec les résultats expérimentaux. Il débouche également sur une extension dynamique du modèle habituel quasi-statique de Preisach [5].

1.4. PERTES EN CHAMP TOURNANT OU TRAPÉZOÏDAL

Il arrive souvent qu'un matériau magnétique soit soumis à un champ de direction variable, par exemple dans certaines régions des stators de moteurs ou des transformateurs de courant triphasé. Le vecteur aimantation tourne alors lui aussi, mais avec un angle de retard dans l'espace par rapport au champ. Ce retard est à l'origine de pertes d'énergie différentes des pertes en champ unidirectionnel.

Un champ faible (n'excédant pas le domaine de Rayleigh, pour fixer les idées) ne perturbe pas profondément la subdivision en domaines. Une approximation raisonnable consiste alors à décomposer chacun des vecteurs tournants, champ et aimantation, en deux contributions orthogonales et déphasées de $\pi/2$. En superposant les phénomènes le long des deux directions, on prévoit des pertes doubles des pertes unidirectionnelles. L'expérience confirme la validité de cette prédiction.

Dans la gamme d'inductions intermédiaires où fonctionne habituellement un matériau, l'expérience montre que les pertes passent par un maximum pour une induction voisine en général de 70% de l'induction à saturation. Le principe de superposition précédemment invoqué n'est plus valable, et nous n'avons actuellement aucun modèle quantitatif des pertes. La situation se complique encore si le champ contient un taux d'harmoniques significatif.

Enfin, sous champ très élevé, le vecteur aimantation est à tout instant colinéaire au champ. Seuls subsistent des processus réversibles de rotation, et les pertes tendent vers zéro, contrairement au cas du champ unidirectionnel où elles sont maximales.

2. MATÉRIAUX CRISTALLINS À BASE DE FER

2.1. LE FER ET LES ACIERS DOUX

Le fer est *a priori* un matériau de choix. Il possède en effet une polarisation de 2,16 T à la température ambiante, une température de Curie élevée (1 043 K) et une structure cristalline de symétrie cubique. On utilise le fer pur ou les aciers doux en conditions quasi-statiques sous forme de blindages magnétiques, de circuits et noyaux pour relais et dispositifs électromécaniques, d'électroaimants et de moteurs bas de gamme. La difficulté principale réside dans la suppression des impuretés qui abaissent la

polarisation, mais surtout dégradent la perméabilité lorsqu'elles se rassemblent en inclusions gênant les déplacements de parois. Une métallurgie soignée (affinage poussé, coulée sous vide ...) permet de maîtriser ces problèmes. Après mise en forme, on optimise généralement le matériau par un recuit ayant principalement pour but de relâcher les contraintes d'usinage ; un recuit améliore aussi la stabilité dans le temps des caractéristiques magnétiques. La température ne doit pas excéder 1 125 K, pour éviter la transformation de phase $\alpha \rightarrow \gamma$ du fer.

Lorsqu'une bonne tenue mécanique est nécessaire, en particulier pour les rotors de machines, on remplace le fer par des aciers forgés à haute limite élastique (jusqu'à 700 MPa) contenant des métaux 3d (vanadium, chrome, manganèse, nickel), du molybdène, du silicium ... L'amélioration concomitante des qualités mécaniques autorise la fabrication de très grosses pièces tournantes, jusqu'à plus de 200 tonnes. Ces performances sont obtenues au prix d'une diminution de la polarisation à saturation qui reste toutefois voisine de 2 Tesla.

Par addition de 17% en masse de chrome, on obtient des aciers inoxydables comparables aux fers doux du point de vue des propriétés magnétiques, qui entrent dans la construction de dispositifs immergés (relais, électrovannes, moteurs).

2.2. LES ALLIAGES FER-SILICIUM CLASSIQUES

N.B. • Pour les alliages Fe-Si, nous utilisons la convention des métallurgistes donnant les pourcentages d'addition (x) en masse. Compte tenu des masses atomiques du fer et du silicium (56 et 28 respectivement), les pourcentages atomiques s'expriment sous la forme $2x/(1 + 0,01x)$, soit approximativement $2x$ pour des pourcentages en silicium peu élevés.

- Les alliages dont les caractéristiques sont citées dans ce paragraphe sont produits par Ugine S.A.

Le fer pur ou faiblement allié n'est pas le matériau le plus avantageux pour l'électrotechnique de puissance. On sait depuis longtemps que l'addition de silicium présente des avantages décisifs.

Le premier est d'ordre métallurgique. Le fer pur passe de la structure α cubique centrée à la structure γ cubique à faces centrées à la température de 910°C (1 183 K). Cette transition complique énormément les traitements à température élevée. Le silicium en solution solide diluée stabilise la phase α à toute température à partir de 1,8%, autorisant ainsi toute une gamme de traitements métallurgiques sans transformation de phase : laminages, affinages, recristallisations ... D'autre part, l'addition de silicium, et éventuellement d'aluminium, a des effets bénéfiques sur des caractéristiques électromagnétiques essentielles (figure 16.5) :

- ♦ la constante K_j d'anisotropie magnétocristalline à la température ambiante passe de $4,8 \times 10^4 \text{ J.m}^{-3}$ pour le fer pur à $3,4 \times 10^4 \text{ J.m}^{-3}$ pour l'alliage à 3,5% Si ;

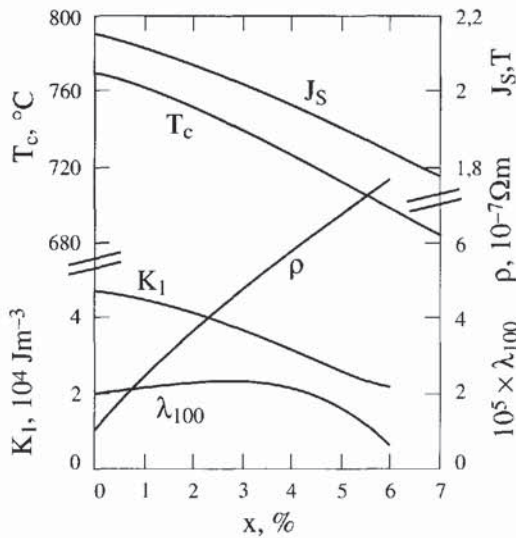


Figure 16.5 - Effets de l'addition de silicium sur les propriétés électromagnétiques du fer à 20°C

x pourcentage de silicium (en masse)
 K_1 constante d'anisotropie magnétocristalline
 λ_{100} magnétostriction
 ρ résistivité
 J_s polarisation à saturation
 T_C température de Curie

- ♦ simultanément, la constante de magnétostriction λ_{100} passe de -20×10^{-6} à -5×10^{-6} environ, λ_{111} restant voisine de 20×10^{-6} ;

N.B. - les coefficients de magnétostriction varient de $\pm 20\%$ selon les auteurs.

- ♦ la résistivité croît rapidement et à peu près linéairement par addition de silicium et d'aluminium. x et y désignant les pourcentages en masse de ces deux éléments, on peut décrire la résistivité par la formule approchée :

$$[1,36 + 1,10(x + y)] \times 10^{-7} \Omega.m.$$

Un alliage contenant 3,5% d'additions est déjà 3 ou 4 fois plus résistif que le fer pur ;

- ♦ la polarisation à saturation et la température de Curie ne sont pas trop dégradées, passant respectivement de 2,16 T à environ 2 T et de 771 à 760°C.

Les techniques classiques de métallurgie ne permettent pas de dépasser un pourcentage x de silicium de 3,5 à 4% Si. Au-delà, l'alliage devient trop fragile pour subir un laminage. La masse volumique diminue, pour des valeurs modérées de x , comme $(7860 - 60x) \text{ kg.m}^{-3}$. Il est important de tenir compte de ce facteur pour comparer deux matériaux, en particulier du point de vue des pertes d'énergie. Les documentations donnent en effet le plus souvent la dissipation massique, alors que le paramètre important est plutôt la dissipation volumique.

L'élaboration des alliages Fe-Si doit par ailleurs obéir aux impératifs généraux déjà cités :

- ♦ les taux d'impuretés, en particulier de métalloïdes, doivent être aussi bas que possible. Les précautions prises à toutes les étapes de l'élaboration permettent de descendre en-dessous de 60 ppm. pour C, 20 ppm. pour N, O et S,
- ♦ les grains cristallins doivent être assez gros pour réduire l'ancrage des parois de Bloch par les effets magnétostatiques aux joints de grains,
- ♦ on recherche la suppression des contraintes résiduelles par des recuits appropriés,

- ♦ la réduction des pertes d'énergie en régime alternatif exige que le matériau se présente sous forme de tôles aussi minces que possible et isolées électriquement les unes des autres. On est limité dans cette voie par la difficulté croissante des opérations de laminage et la dégradation du facteur de remplissage. Les techniques modernes de laminage permettent d'obtenir une épaisseur bien calibrée et un très bon état de surface, d'où des facteurs de remplissage pouvant atteindre 0,98. Le fournisseur livre généralement le matériau sous formes de bobines de plusieurs tonnes.

Les alliages Fe-Si classiques se subdivisent en deux grandes catégories suivant leur texture en grains orientés ou non [6].

2.3. LES TÔLES FE-SI À GRAINS NON ORIENTÉS (NO)

Ces tôles ont longtemps été fabriquées par laminage à chaud. Depuis les années 60, on utilise le laminage à froid qui donne des produits de meilleure qualité pour un coût inférieur. L'épaisseur des tôles varie de 1 mm environ pour les qualités "bas de gamme" à 0,35 mm pour les meilleures qualités. Le produit fini est revêtu d'une très mince couche d'isolant minéral ou organique. Le taux de silicium des tôles NO varie de 0% pour les qualités les plus basses à 3,2% environ pour les meilleures qualités. Ces dernières contiennent aussi le plus souvent un taux d'aluminium voisin de 0,3%.

2.3.1. Caractéristiques magnétiques

Le champ coercitif des tôles NO varie de 80 à 25 A . m⁻¹ suivant leur qualité. Du fait de la désorientation des grains, la courbe d'aimantation quasistatique (fig. 16.6) présente une approche à la saturation assez lente qui nécessite une énergie électrique d'excitation notable pour atteindre des niveaux d'induction élevés. Les fabricants indiquent les inductions minimales garanties à 2 500, 5 000 et 10 000 A/m, voisines en général de 1,5, 1,6 et 1,7 Tesla.

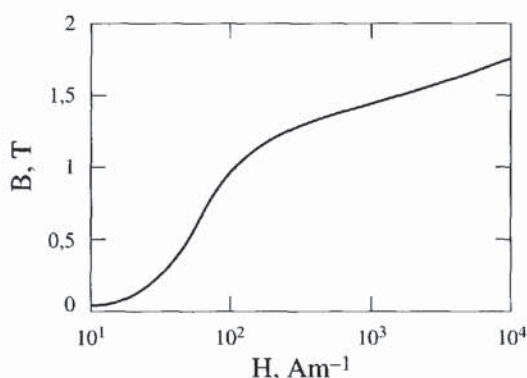
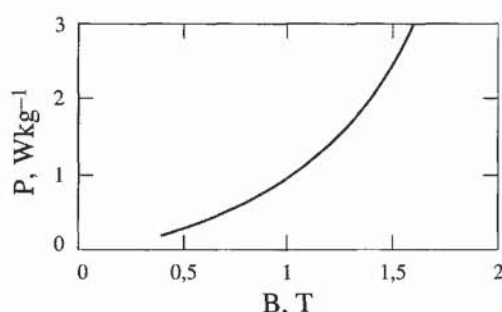


Figure 16.6 - Courbe B(H) d'une tôle de Fe-Si NO d'épaisseur 0,35 mm (d'après documentation Ugine S.A.)

Les pertes d'énergie en régime alternatif représentent la caractéristique la plus importante des tôles. Elles augmentent avec la fréquence et le niveau d'induction. Les fabricants indiquent généralement les pertes à 50 Hertz et 1,5 Tesla, qui atteignent une dizaine de W.kg⁻¹ pour les plus basses qualités. Le tableau ci-dessous donne les pertes massiques maximales garanties en W.kg⁻¹ pour trois nuances de tôles normalisées.

Tableau 16.1 - Pertes massiques en $W.kg^{-1}$ de trois tôles Fe-Si N.O

Épaisseur (mm)	0,35	0,50	0,65
Pertes P ($W.kg^{-1}$)	2,50	2,70	3,50

**Figure 16.7 - Pertes massiques à 50 Hertz dans une tôle de Fe-Si NO d'épaisseur 0,35 mm (d'après documentation Ugine S.A.)**

La figure 16.7 montre la croissance des pertes avec l'induction dans des tôles NO. Il faut remarquer que l'expression "tôle non orientée" est un peu un abus de langage. En effet, les traitements métallurgiques successifs et la présence inévitable d'impuretés conduisent la plupart du temps à une orientation préférentielle sensible des grains dans la direction de laminage. La conséquence est une anisotropie des pertes atteignant parfois 20%.

2.3.2. Utilisations

Les tôles NO sont disponibles sous deux formes nommées "fully-process" et "semi-process", selon que le matériau a déjà ses caractéristiques magnétiques optimales ou ne les obtiendra qu'après un traitement thermique final effectué par l'utilisateur.

On emploie les tôles "fully-process" dans trois grandes catégories d'appareillages :

- ◆ les machines tournantes (moteurs, dynamos, alternateurs) qui constituent l'utilisation principale ;
- ◆ les transformateurs de faible puissance ;
- ◆ certains dispositifs comme les contacteurs ou compteurs électriques, où l'on met à profit leurs caractéristiques quasi-statiques.

L'électroménager et l'automobile (moteurs, transformateurs, alternateurs) sont des domaines privilégiés d'utilisation des tôles "semi-process". On emploie également celles-ci dans les machines tournantes de puissance inférieure à une vingtaine de kW.

2.3.3. Évolution et perspectives des tôles NO

Depuis quelques années sont apparues sur le marché de nouvelles nuances dites "qualité P" à perméabilité améliorée grâce à un meilleur contrôle de la texture. A titre d'exemple, les tôles "P" d'Ugine S.A. ont des inductions minimales garanties de 1,66 T, 1,75 T et 1,87 T à 2,5, 5 et 10 $kA.m^{-1}$ respectivement. Ces valeurs, jointes à des conductivités thermiques deux fois plus élevées que celles des NO conventionnels, en font des matériaux particulièrement adaptés à la construction de machines électriques. On peut ainsi réduire jusqu'à 65% le nombre d'ampères-tours nécessaires dans une machine de taille donnée. De nombreux avantages en découlent :

réduction du poids de cuivre et de l'isolation des conducteurs, diminution des pertes par effet Joule et des champs de fuite, amélioration des échanges thermiques ...

On utilise souvent les alliages NO avec un vecteur induction tournant dans le plan de la tôle. Il serait donc très intéressant d'obtenir industriellement des textures présentant des directions de facile aimantation au voisinage du plan, par exemple cubique ou planaire, de type (110)[001] ou (100)[0vw]. Des échantillons de laboratoire ont déjà été préparés au prix d'un très gros effort de purification : en effet, à partir de quelques p.p.m., les impuretés jouent un rôle essentiel dans la recristallisation.

2.4. LES TÔLES FE-SI À GRAINS ORIENTÉS (GO)

La métallurgie des tôles GO est basée sur une texture en grains fortement orientée : la *texture de Goss*. Le cisaillement induit par le laminage provoque dans la structure cubique centrée des glissements le long des plans atomiques de plus haute densité. On obtient ainsi une texture (110) [001] dite "cube sur l'arête", caractérisée par un axe de facile aimantation dans le plan de la tôle et le plus voisin possible de la direction de laminage (figure 16.8).

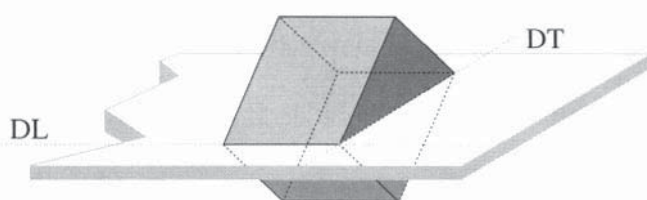


Figure 16.8 - Orientation cristalline "cube sur l'arête" dans une tôle GO

Dans la situation idéale, les axes [001] et [110] sont respectivement parallèles aux directions de laminage (DL) et transverse (DT). Des désorientations de quelques degrés subsistent en pratique.

Un recuit de recristallisation secondaire provoque un accroissement de la taille des grains par croissance sélective anormale de certains d'entre eux.

On élabore les tôles GO "classiques", d'épaisseur 0,23 à 0,30 mm, par une coulée continue et une série de laminages à chaud et de recuits. L'étape finale est un revêtement par une solution phosphatante.

Les tôles à haute perméabilité ("Hi-B"), d'épaisseur 0,23 à 0,30 mm, sont obtenues par un laminage à froid vers 250°C, unique mais très énergique, avec un taux de réduction supérieur à 80%. Après recristallisation secondaire, la taille des grains peut atteindre 30 µm. La tôle reçoit finalement un enduit phosphatant contenant de la silice sous forme colloïdale. Au-delà de sa fonction protectrice et isolante, on verra plus loin que ce revêtement joue un rôle important dans les propriétés magnétiques.

2.4.1. Optimisation de la structure en domaines

La recherche de la texture de Goss vise à obtenir une structure en domaines idéale constituée de longs domaines à 180° parallèles à la direction de laminage. L'histoire

de la réduction des pertes dans les tôles GO se confond avec celle de l'optimisation de la texture. La réduction des pertes dynamiques et des pertes par hystérésis passe par l'élimination des obstacles de toute nature freinant les déplacements de parois d'une part, l'affinement de la largeur des domaines d'autre part. Après élimination poussée des impuretés et des contraintes d'écrouissage, l'ancrage des parois provient essentiellement des effets magnétostatiques.

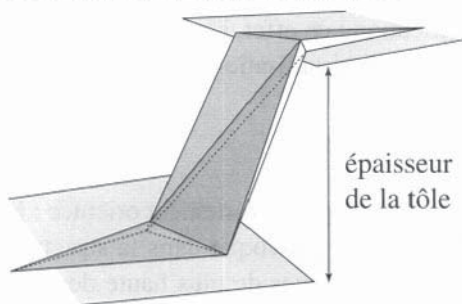


Figure 16.9 - Schéma d'un domaine en lancettes apparaissant dans une tôle GO à cause de la désorientation cristalline

Toute discontinuité trop importante de la composante normale du vecteur aimantation à une surface de séparation entraîne l'apparition de structures *secondaires* néfastes : domaines de fermeture aux joints de grains, domaines en *fer de lance* à la surface du matériau (figure 16.9). Les efforts des métallurgistes ont donc porté sur l'amélioration du paramètre essentiel qu'est l'orientation des grains. L'expérience montre qu'il y a pourtant intérêt à conserver une

légère désorientation de l'axe de facile aimantation avec le plan de la tôle. En effet, tant que l'angle de désorientation n'excède pas 2° environ, la réduction des énergies magnétostatiques s'effectue par réduction de la largeur des domaines à 180° sans apparition de *fers de lance*. L'accroissement correspondant de l'aire totale des parois est également favorable à la perméabilité quasi-statique. De même, il n'est pas souhaitable d'obtenir des grains trop gros : à partir d'une certaine taille de grains (environ 0,5 mm), la diminution des pertes par hystérésis est plus que compensée par l'accroissement des pertes dynamiques résultant de l'élargissement des domaines.

Le revêtement protecteur, épais seulement de 2 ou 3 μm , applique sur la tôle une contrainte de traction longitudinale de plusieurs MPa. Le couplage magnétoélastique favorise alors l'axe de facile aimantation parallèle à la direction de laminage. Il en résulte une réduction de la structure secondaire en domaines de fermeture et un affinement de la structure principale en domaines à 180° .

Enfin, une méthode particulièrement efficace d'affinement des domaines consiste à traiter superficiellement la tôle suivant un réseau de lignes perpendiculaires à la direction de laminage et régulièrement espacées de quelques mm à 30 mm (figure 16.10) [7].

Ce traitement peut s'effectuer suivant plusieurs procédés basés sur deux principes différents. Les procédés par rayure mécanique, étincelage, irradiation par laser continu ou pulsé et jet de plasma agissent en créant un système de contraintes de traction parallèles à la direction de laminage. Ces traitements ne résistent pas à un éventuel recuit final de relâchement des contraintes d'usinage.

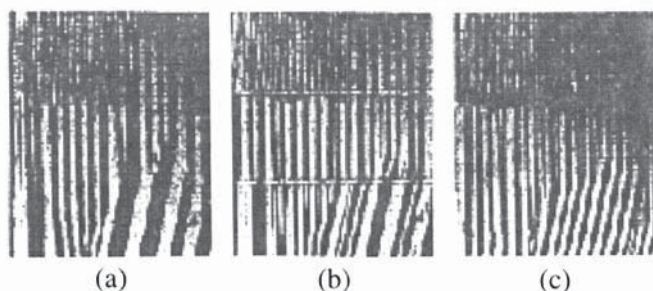


Figure 16.10 Affinement des domaines à 180° dans une tôle GO (d'après [7])

(a) tôle non traitée - (b) tôle gravée électrolytiquement - (c) tôle irradiée par un jet de plasma

En revanche, les procédés de gravure par roue cannelée et attaque électrolytique agissent par l'intermédiaire des pôles magnétiques qui apparaissent au voisinage des lignes de gravure (figure 16.11) [8]. Ils résistent à un traitement thermique ultérieur.

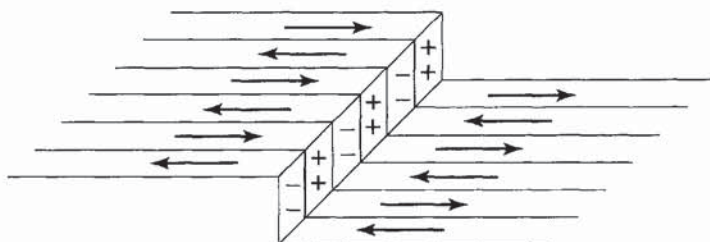


Figure 16.11 - Affinement des domaines à 180° dans une tôle GO : modèle de distribution des masses magnétiques apparaissant sur les flancs des gravures (d'après [8])

2.4.2. Caractéristiques magnétiques

Le champ coercitif des tôles GO vaut typiquement 5 A.m^{-1} . Du fait de l'orientation presque parfaite des domaines dans la direction du champ magnétisant, les rotations du vecteur aimantation n'interviennent pratiquement pas et la courbe d'aimantation des alliages GO est beaucoup plus rapide que celle des NO (figure 16.12). Sous un champ de 800 A.m^{-1} , l'induction est déjà voisine de 1,75 T pour une tôle normale et 1,85 T pour une tôle à haute perméabilité.

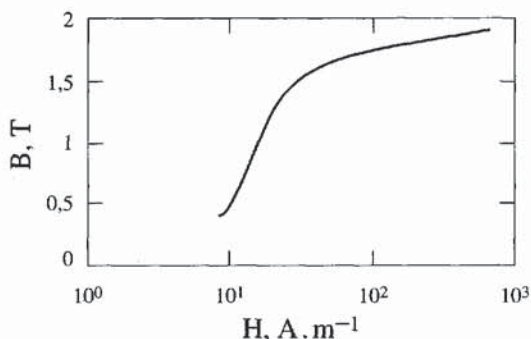


Figure 16.12 - Relation entre le champ magnétisant (H) et l'induction (B) à 50 Hertz pour une tôle GO "Hi-B" d'épaisseur 0,23 mm (d'après documentation Ugine S.A.)

Le tableau 16.2 donne les valeurs maximales garanties des pertes massiques P en W kg^{-1} pour quatre tôles GO différentes (on n'utilise pas les tôles "Hi-B" au-dessous de 1,6 T environ)

Tableau 16.2 - Pertes massiques en $W.kg^{-1}$ pour quatre tôles GO

Type de tôle	Épaisseur (mm)	50 Hz 1,5 T	50 Hz 1,7 T	60 Hz 1,5 T	60 Hz 1,7 T
Conventionnelle	0,35	1,05	1,50	1,38	1,98
	0,23	0,77	1,20	1,01	1,57
"Hi-B"	0,30	—	1,05	—	1,38
Traitée laser	0,23	—	0,90	—	1,19

La figure 16.13 montre la croissance des pertes avec l'induction dans des tôles GO. Naturellement, la perméabilité diminue et les pertes augmentent vite dès que le champ n'est plus appliqué parallèlement à la direction de laminage. C'est pourquoi les tôles à grains orientés ne servent pratiquement qu'à la construction des transformateurs.

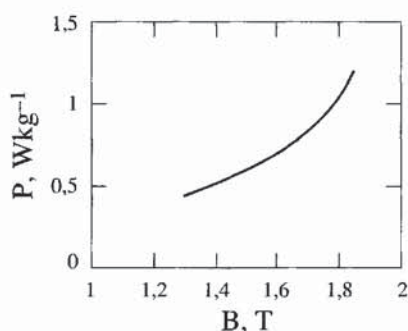


Figure 16.13 - Pertes à 50 Hertz (P) en fonction de l'induction (B) dans une tôle GO "Hi-B" d'épaisseur 0,23 mm (d'après documentation Ugine S.A.)

2.5. TÔLES FER-SILICIUM DE FAIBLE ÉPAISSEUR

Lorsque la fréquence de travail s'accroît, une tôle trop épaisse est de plus en plus mal utilisée car seules deux pellicules superficielles contribuent à l'induction à cause de l'effet de peau. Un calcul rigoureux de ce dernier n'est possible que dans un milieu à réponse linéaire et perméabilité μ constante, ce qui n'est évidemment pas le cas.

On obtient toutefois des ordres de grandeur instructifs en prenant pour perméabilité moyenne la pente d'une branche du cycle d'hystérésis. Avec une perméabilité relative de 20 000, typique d'une tôle GO, l'épaisseur de peau $\delta = \sqrt{\rho/\pi\mu f}$ vaut 0,35 mm à 50 Hz et tombe au-dessous de 0,1 mm à 1 kHz. C'est pourquoi la tendance générale à l'accroissement des fréquences de fonctionnement exige des produits de plus en plus minces. On parle de *tôles de faible épaisseur* au-dessous de 0,2 mm. Comme les tôles d'épaisseurs classiques, elles sont commercialisées sous les formes GO et NO.

A titre d'exemple, une tôle GO d'épaisseur 0,1 mm dissipe $15 W.kg^{-1}$ à 400 Hertz sous 1,5 Tesla, tandis qu'une tôle NO de même épaisseur dissipe à la même fréquence $14 W.kg^{-1}$ sous 1 Tesla.

De façon générale, on utilise les tôles de faible épaisseur chaque fois que le matériau magnétique fonctionne sous induction rapidement variable : machines tournant à vitesse élevée pour accroître la puissance massique (matériel embarqué) ; machines

spéciales à grand nombre de pôles ; convertisseurs fonctionnant aux fréquences moyennes (400 Hz à 10 kHz) comprenant des composants semi-conducteurs comme les thyristors ou transistors de puissance.

2.6. ALLIAGES À HAUTE TENEUR EN SILICIUM

On sait depuis longtemps qu'une teneur en silicium voisine de 6,5% optimise les caractéristiques électromagnétiques de l'alliage Fe-Si. Cette composition correspond en effet à l'annulation de la magnétostriction, tandis que la résistivité et l'anisotropie magnétocristalline évoluent aussi de façon favorable, passant respectivement de $4,8 \times 10^4$ à 2×10^4 J.m⁻³ et de 10^{-7} à 7×10^{-7} Ω.m (figure 16.5). Un autre avantage est la réduction des effets de vieillissement magnétique par piégeage des impuretés interstitielles, notamment du carbone. En revanche, la fragilisation très importante de l'alliage interdit les processus de laminage.

2.6.1. Alliages obtenus par solidification rapide

La technique de trempe sur roue, initialement mise au point pour les alliages amorphes, fournit des rubans continus de Fe-Si cristallin [9].

Le procédé du jet libre ou *melt-spinning* consiste à éjecter l'alliage fondu par une buse circulaire sur une roue tournant à quelques millimètres de l'orifice de la buse. Bien que très simple à mettre en œuvre, il présente deux inconvénients majeurs : la largeur limitée des rubans et le manque de contrôle de leur morphologie à cause des instabilités du jet liquide.

C'est pourquoi on emploie plus volontiers le procédé d'écoulement planaire à flux laminaire ou *planar flow casting* dans lequel la faible distance buse-roue (jamais plus de 0,5 mm) élimine pratiquement les problèmes d'instabilités. De plus la faible épaisseur de la flaque liquide améliore les échanges thermiques avec la roue. L'optimisation des caractéristiques du ruban résulte d'un compromis complexe entre les paramètres de la coulée : température de l'alliage fondu, pression d'éjection, distance buse-substrat, nature et vitesse de rotation de la roue. Le degré de pureté de l'alliage initial joue un rôle important car les impuretés modifient notablement la viscosité du liquide. Par ailleurs, la composition et la pression du gaz à l'intérieur de l'enceinte d'élaboration interviennent au niveau de la mouillabilité et des échanges thermiques entre le liquide et la roue.

L'épaisseur des rubans varie généralement d'une trentaine de μm à 150 ou 200 μm. Un ruban brut de trempe présente une structure colonnaire approximativement perpendiculaire au plan du ruban. Le diamètre moyen des grains est de 5 à 10 μm.

On optimise les propriétés magnétiques [10] par un traitement thermique de recristallisation à une température voisine de 1 100°C. Une haute pureté de l'alliage de départ favorise le développement d'une texture cubique (100)[0vw] au détriment des grains (110) qui contiennent des directions de difficile aimantation dans le plan du ruban. La taille des grains après recristallisation peut atteindre 300 μm.

Il importe de ne pas traiter à une température supérieure à 1 100°C pour éviter une perte de silicium notable (on tombe à 5% Si environ après un recuit à 1 300°C).

Le traitement thermique dégrade malheureusement les caractéristiques mécaniques. Il entraîne en effet le développement dans l'alliage Fe-Si de phases cristallographiques ordonnées, dites B_2 et DO_3 , avec pour conséquence une fragilisation du ruban. Il faut donc refroidir celui-ci le plus vite possible après recuit (plus de 1 000°C.min⁻¹) pour limiter l'établissement de l'ordre structural. Les impuretés interstitielles ont également un effet néfaste sur la ductilité, en bloquant le mouvement des dislocations.

Suivant le degré de pureté et la qualité du recuit de recristallisation, le champ coercitif quasi-statique des rubans peut varier de 20 à 70 A.m⁻¹ environ. Cet ordre de grandeur est tout à fait comparable à celui des tôles classiques NO, mais c'est en régime alternatif que les rubans trempés manifestent leurs avantages.

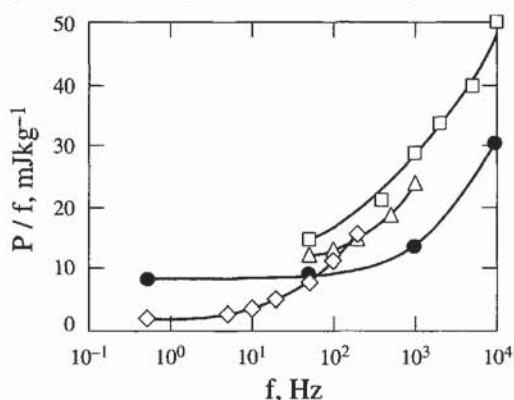


Figure 16.14 - Pertes par cycle (P/f) en fonction de la fréquence dans un ruban de Fe-Si microcristallin à 6,5% de Si (cercles pleins)

Ces pertes sont comparées avec les pertes dans des tôles GO à 3,2% de Si d'épaisseurs 0,05 mm (carrés), 0,1 mm (triangles), et 0,3 mm (losanges)

assez réduite : ils sont intéressants dans les applications où les propriétés dynamiques sont essentielles, transformateurs à partir de 400 Hertz, alimentations à découpage et moteurs à haute fréquence.

Il faut signaler aussi une application marginale, mais intéressante, de la technique de trempe rapide pour préparer le Sendust. Cet alliage de composition $Fe_{85}Si_{9,6}Al_{5,4}$ est bien adapté à la fabrication de têtes pour enregistrement magnétique, car il possède une polarisation à saturation bien supérieure à celle des alliages fer-nickel, une haute perméabilité et un faible champ coercitif, ainsi qu'une excellente résistance à l'abrasion. Il est malheureusement d'un emploi difficile à cause de sa grande fragilité. Les rubans obtenus par trempe rapide conservent les qualités des alliages obtenus par voie conventionnelle et supportent d'être découpés pour façonner le circuit magnétique de la tête.

La figure 16.14 montre que les pertes par cycle, de l'ordre de 10 mJ.kg⁻¹ à 1 Tesla, n'augmentent que lentement avec la fréquence. De même la perméabilité relative se dégrade peu, passant de 15 000 en quasi-statique à 10 000 à 10 kHz. Les rubans les plus minces ont naturellement les pertes les plus faibles. Une taille de grains de l'ordre de 150 à 200 μm après recristallisation paraît optimale. La nécessité d'enrouler un ruban pour constituer un noyau magnétique limite l'emploi de ces alliages rapidement trempés aux dispositifs de taille

2.6.2. Alliages enrichis par diffusion

Une autre voie consiste à effectuer tous les traitements métallurgiques sur un fer pur ou un alliage Fe-Si classique, non fragile, que l'on enrichit finalement en silicium. Le dépôt chimique en phase vapeur (*chemical vapour deposition*, ou CVD) fournit une solution intéressante. Il consiste à mettre le matériau à traiter en contact avec un composé volatil de l'élément à déposer, à une température assez élevée pour provoquer une réaction chimique donnant un ou plusieurs produits solides. La version statique de ce procédé est de mise en œuvre facile, aussi bien au laboratoire qu'industriellement. On réalise le traitement en boîte semi-étanche, à une température comprise habituellement entre 800 et 1 000°C. Le composé volatil est fourni par un ciment, mélange de poudres comprenant le silicium, un dérivé halogéné (fluorure ou chlorure d'ammonium par exemple) qui, après décomposition, assure le transport du silicium sous forme d'halogénures volatils, un modérateur contrôlant l'activité du donneur, et un diluant pour empêcher le frittage du ciment. Cette technique permet d'enrichir simultanément en aluminium.

Dans la version dynamique du procédé, un composé gazeux du silicium (halogénure, silane), dilué par de l'hydrogène ou de l'argon, circule autour de la pièce à traiter.

Dans les deux cas le silicium se dépose en surface, puis migre plus ou moins par diffusion vers l'intérieur du matériau. On soumet ensuite le matériau à un recuit d'homogénéisation vers 900-1 000°C [11].

La dissipation dépend principalement de l'épaisseur de la tôle. Le tableau 16.3 indique les pertes massiques et la perméabilité relative maximale pour deux échantillons NO et GO d'épaisseur 0,2 mm.

NKK Corporation commercialise depuis 1993 des tôles NO à 6,5% de silicium, d'épaisseur 0,3 à 0,05 mm. Les applications potentielles de ce matériau sont les mêmes que celles des rubans trempés. En particulier, la magnétostriction évanescence est *a priori* favorable pour réduire le bruit acoustique des transformateurs fonctionnant aux fréquences audibles. Nous devons toutefois reconnaître que les contributions relatives de la magnétostriction et des forces magnétiques aux vibrations des tôles ne sont pas clairement établies.

Tableau 16.3 - Pertes massiques et perméabilité relative maximale de deux échantillons NO et GO d'épaisseur 0,2 mm

	f (Hertz)	1	50	400	1 000
NO	P (W. kg ⁻¹)	0,012	1,1	19	88
"	μ_r^{\max}	2 300	2 200	2 100	2 000
GO	P (W. kg ⁻¹)	0,006	0,55	10	40
"	μ_r^{\max}	8 500	8 000	7 000	5 000

3. LES ALLIAGES FER-NICKEL ET FER-COBALT

Par opposition aux alliages fer-silicium produits en masse et à faible coût pour quelques utilisations bien définies, les alliages fer-nickel et fer-cobalt se caractérisent par de faibles tonnages, une forte valeur ajoutée et une extrême polyvalence [12].

3.1. LA FAMILLE DES FER-NICKEL

N.B. - Dans ce paragraphe les pourcentages sont donnés en masse ; les valeurs numériques sont celles des alliages produits par Imphy S.A.

Les alliages Fe-Ni cristallisent dans la phase cubique à faces centrées quand la proportion de nickel est supérieure à 30%.

La figure 16.15 montre l'évolution avec la composition de leurs principales caractéristiques électromagnétiques. On remarque d'emblée trois circonstances intéressantes déterminant leurs grandes classes d'utilisations :

- ♦ une température de Curie voisine de la température ambiante vers 30% Ni,
- ♦ un maximum de la polarisation à saturation vers 50% Ni,
- ♦ et l'annulation presque simultanée de l'anisotropie et de la magnétostriction vers 80% Ni.

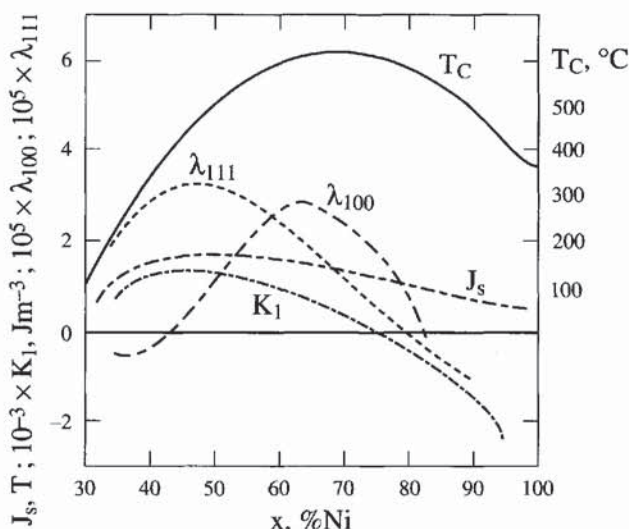


Figure 16.15 - Propriétés électromagnétiques des alliages FeNi

T_C : température de Curie - J_s : polarisation à saturation

K_1 : constante d'anisotropie magnétocristalline - λ_{100} et λ_{111} : constantes de magnétostriction

Ces alliages sont peu résistifs sauf dans la région autour de 30% en poids de nickel. On y remédie par addition de quelques % de chrome ou de molybdène. Pour l'alliage à 78,5% Ni par exemple, la résistivité croît avec le pourcentage en masse (x) en molybdène suivant la loi approximative : $\rho = (2 + 0,85 x) \times 10^{-7} \Omega.m$.

La métallurgie des alliages fer-nickel autorise toute une gamme de traitements métallurgiques intéressants : laminage à froid jusqu'à des épaisseurs de l'ordre de 10 μm , recuits à toutes températures.

Un traitement thermique fréquemment appliqué à ces matériaux est le *recuit sous champ*. L'aimantation étant orientée par un champ magnétique, la diffusion des atomes conduit à une répartition statistiquement anisotrope des liaisons atomiques dans l'alliage. Une *anisotropie induite* de l'ordre de $100 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ et de symétrie uniaxiale se superpose alors à l'anisotropie magnétocristalline de symétrie cubique. Comme cette dernière est au maximum de l'ordre de $1000 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$, on peut ainsi modifier notablement les propriétés magnétiques.

L'élaboration des FeNi obéit aux contraintes générales de l'élaboration des matériaux doux. Il est impératif d'éliminer les impuretés fortement électronégatives (N, O, S) ou électropositives (Al, Mg, Ca, Ti) qui tendent à se rassembler en précipités, et d'autre part, les impuretés de faible rayon atomique (C, N) pouvant diffuser en solution solide puis précipiter, entraînant le vieillissement des propriétés magnétiques. Chaque étape de la métallurgie des FeNi est extrêmement soignée : sélection des matières premières, fusion sous vide, traitements thermiques sous atmosphères purificatrices.

3.1.1. Alliages autour de 30% Ni

Ces alliages présentent une variation rapide et réversible de la polarisation à saturation dans une gamme de température réglable par la composition. On utilise cette caractéristique dans les shunts magnétiques chargés de stabiliser en température les circuits magnétiques de certains dispositifs : compteurs électriques, appareils de mesure à cadre mobile, tachymètres, haut-parleurs. Le matériau doux dérive en fait une fraction du flux de l'aimant décroissante avec la température. Les alliages correspondants contiennent de 28 à 32% de nickel.

Certaines applications pour l'électroménager (autocuiseurs de riz, fonds de casseroles à chauffage par induction) exigent des points de Curie vers 150-200°C. On utilise alors des alliages à 38-40% de nickel avec 9 à 10% de chrome.

Dans les tubes de télévision, un masque percé de centaines de milliers de trous ou *shadow-mask* est situé près de la face interne de l'écran. Il contribue au blindage magnétique du tube sur sa face avant. Par ailleurs, comme la majorité des électrons aboutissent sur le masque et l'échauffent, il ne doit pas se dilater sous peine de détérioration de l'image. C'est l'une des multiples utilisations de l'alliage Invar (36% Ni, marque déposée de la Société Imphy S.A.) qui possède un très faible coefficient de dilatation thermique (voir chapitre 18). L'Invar présente également une résistivité relativement importante ($7,5 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$) autorisant des applications à fréquence élevée, comme les transformateurs de radars.

3.1.2. Alliages autour de 50% Ni

Les alliages à 48% Ni du type Anhyster ont une polarisation à saturation élevée et des perméabilités intéressantes (voir tableau 16.4). On les emploie à l'état massif dans les relais et les dispositifs de sécurité. Ils interviennent sous forme de tôles minces dans des circuits enroulés et les moteurs de petites dimensions. Pour les écouteurs téléphoniques, on réalise des empilements de tôles travaillant sous champs faibles. On recherche alors la meilleure linéarité possible de la courbe d'aimantation pour minimiser la distorsion du signal. Une recristallisation secondaire au-dessus de 1 100°C de la tôle à 48% Ni fortement écrouie donne un matériau texturé avec prédominance de l'axe de facile aimantation [001] dans la direction de laminage. La perméabilité dans cette direction est fortement accrue (Supranhyster, voir tableau 16.4).

Un laminage sévère de l'alliage à 50% Ni suivi d'un recuit lui confère une texture cubique à gros grains. On obtient alors un matériau à cycle d'hystérésis pratiquement rectangulaire : $J_r/J_s \approx 0,98$ (Rectimphy) utilisé en particulier sous forme de tores pour la fabrication d'amplificateurs magnétiques.

L'alliage à 56% Ni a une magnétostriction isotrope, $\lambda_{100} = \lambda_{111} \approx 25 \times 10^{-6}$. Après recuit sous champ, le même alliage développe une anisotropie induite qui peut compenser pratiquement l'anisotropie magnétocristalline. On obtient ainsi un matériau pseudo-isotrope à haute perméabilité (Satimphy, voir tableau 16.4) comparable aux moins bons Permalloys.

3.1.3. Alliages autour de 80% Ni (Permalloys)

On exploite ici les faibles niveaux d'anisotropie et de magnétostriction. En réalité les choses ne sont pas aussi simples, car les annulations de ces deux caractéristiques ne sont pas tout à fait simultanées. La solution réside dans l'addition de molybdène, de cuivre ou de chrome combinée à un traitement vers 500°C. On induit ainsi une mise en ordre à courte distance qui compense les derniers restes d'anisotropie magnétocristalline. L'ajustement ultime des anisotropies exige une adaptation fine des paramètres du traitement (température, vitesse de refroidissement) à la composition individuelle de chaque coulée. Les meilleurs alliages ont la composition $Fe_{15}Ni_{80}Mo_5$ (Permimphy, voir tableau 16.4).

Tableau 16.4 - Champs coercitifs et perméabilités relatives initiales et maximales à 50 Hertz de quelques alliages à base de FeNi

% Ni	48	48	50	56	80	80
Traitement	—	S	T	R	—	C
H_c (A/m)	8	2,5	9	1	0,4	0,7
μ_r^{in}	4 000	15 000	—	80 000	220 000	100 000
μ_r^{max}	35 000	75 000	100 000	150 000	360 000	130 000

Traitements spéciaux : S recristallisation secondaire (haute perméabilité), T texture cubique (cycle carré), R recuit sous champ (haute perméabilité), C recuit sous champ transverse (cycle couché)

Les additions ont de plus un effet bénéfique d'accroissement de la résistivité jusque vers $6 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$. En conséquence, les pertes à 50 Hertz et 0,5 Tesla peuvent tomber à $0,01 \text{ W} \cdot \text{kg}^{-1}$.

Les alliages à très haute perméabilité trouvent une de leurs principales utilisations dans les dispositifs de sécurité (disjoncteurs différentiels). Un tore constitué par enroulement d'une mince bande (0,05 à 0,15 mm d'épaisseur) entoure la paire de conducteurs qui alimentent l'installation électrique. Un défaut d'isolement se traduit par un déséquilibre de courant qui aimante le tore et déclenche un relais.

Un autre usage typique de ces alliages est la protection contre les champs magnétiques. L'efficacité d'un blindage étant à peu près proportionnelle au produit épaisseur-perméabilité, on conçoit l'avantage d'un matériau très perméable en termes de poids et d'encombrement. Les principales applications concernent les tubes cathodiques, les dispositifs d'enregistrement magnétique et les chambres amagnétiques pour mesures en champs très faibles (géomagnétisme, et plus récemment magnétoencéphalographie et magnétocardiographie).

Etant magnétiquement aussi isotrope que possible, l'alliage décrit ci-dessus a une rémanence réduite J_r/J_s voisine de la valeur théorique $2/\pi = 0,64$. Le même alliage lentement refroidi depuis une température supérieure à 1000°C présente une constante d'anisotropie magnétocristalline K_1 négative correspondant à des directions de facile aimantation du type $[111]$ et à une rémanence réduite théorique 0,87. On dispose ainsi d'un matériau à cycle plus rectangulaire (Pulsimphy).

Un recuit sous champ dans la direction transverse donne au contraire un *cycle d'hystérésis couché* avec une rémanence réduite de l'ordre de 0,2 seulement (Permimphy C, voir tableau 16.4). Un tel matériau fournit de fortes variations d'induction lorsque le champ varie sans changer de signe. Il trouve de nombreuses applications dans le domaine de l'électronique unipolaire.

3.2. LES ALLIAGES FER-COBALT

Leurs principaux avantages sont une polarisation et une température de Curie élevées. En revanche, ils présentent plusieurs inconvénients qui les confinent à des applications particulières : une transformation de phase $\alpha \rightarrow \gamma$ se produit vers $900\text{--}1000^\circ\text{C}$ dans la majeure partie du diagramme de phase, rendant difficiles beaucoup de traitements thermiques ; leur anisotropie et leur magnétostriction étant nettement plus fortes que celles des fer-nickel, leurs perméabilités maximales n'excèdent pas 20 000 environ ; leur résistivité est plus faible que celle des FeNi ; et enfin, le cobalt est un métal rare et cher.

On accroît la résistivité jusque vers $4 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$ par addition de chrome et de vanadium, ce dernier élément réduisant aussi la fragilité. Les trois principales classes d'alliages doux Fe-Co contiennent respectivement 25, 50 et 94% de cobalt. Sous forme massive, on met à profit leur forte polarisation dans les pièces polaires

d'électroaimants. Les mêmes alliages interviennent sous forme de tôles dans l'électrotechnique embarquée à moyenne fréquence où la forte puissance volumique est un paramètre essentiel. Par ailleurs, leur température de Curie élevée, associée à un faible vieillissement, autorise leur emploi dans les dispositifs fonctionnant à haute température. On utilise l'alliage à 94% Co jusque vers 950°C dans les pompes électromagnétiques pour métaux fondus.

4. LES FERRITES DOUX

On trouvera une présentation générale des ferrites dans l'ouvrage de Smit et Wijn [13]. Les ferrites pour hyperfréquences, généralement de structure grenat, font l'objet du chapitre 17. On s'intéresse ici aux ferrites de structure spinelle, de formule MM'_2O_4 , où M représente un ou des ions divalents et M' généralement l'ion trivalent Fe^{3+} . Les compositions industrielles les plus courantes sont $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$ et $Mn_xZn_{1-x}Fe_2O_4$. Ces composés cristallisent dans la symétrie cubique, comme nous le verrons au § 6.1 du chapitre 17. Le magnétisme est porté par les ions métalliques répartis en deux sous-réseaux *a* et *d* aimantés antiparallèlement et avec des intensités différentes, d'où une aimantation résultante non nulle.

Les premières étapes de l'élaboration des ferrites polycristallins sont le broyage et le mélange des oxydes des métaux entrant dans la composition. Un premier traitement thermique vers 1 000°C déclenche une réaction en phase solide et la formation partielle du ferrite. Après un nouveau broyage, la poudre est additionnée de composés organiques et pressée en forme. L'opération finale, pouvant durer plusieurs dizaines d'heures, est un frittage à plus de 1 200°C. Au cours de cette opération, les composés organiques s'éliminent, et des réactions en phase solide parachèvent la formation du ferrite, soudant les grains entre eux, et entraînant un fort accroissement de densité (contraction des dimensions linéaires de 15 à 20%). La taille finale des grains cristallins varie de quelques μm à quelques dizaines de μm .

Pour certaines applications, on prépare des monocristaux de spinelles par tirage entre 1 400 et 1 000°C, à partir d'un bain fondu comportant des *fondants* (BaO , B_2O_3 , PbO , PbF_2 , ...) et des *oxydes de métaux 3d* (Fe_2O_3 , NiO , MnO , ...).

Les ferrites, mécaniquement durs et cassants, résistent très bien à l'abrasion. Leur conductivité thermique est faible (environ 100 fois inférieure à celle du cuivre) et ils supportent mal les chocs thermiques.

4.1. PROPRIÉTÉS ÉLECTROMAGNÉTIQUES

4.1.1. Polarisation à saturation

La forte proportion d'ions oxygène non magnétiques et la compensation partielle des moments magnétiques des sous-réseaux ont pour conséquence une faible

polarisation, qui ne dépasse pas en pratique 0,35 T à la température ambiante pour les ferrites de nickel-zinc, et 0,6 T pour les ferrites de manganèse-zinc.

4.1.2. Température de Curie

Elle peut varier suivant les compositions de 100 à 600°C environ pour les ferrites Ni-Zn et de 130 à 250 °C pour les Mn-Zn.

4.1.3. Anisotropie

La constante d'anisotropie K_1 des ferrites doux est généralement négative, les axes de facile aimantation étant les axes (111), et elle décroît en valeur absolue avec la température. Elle vaut par exemple $-5\,100\text{ J}\cdot\text{m}^{-3}$ à la température ambiante pour le ferrite de nickel NiFe_2O_4 . La substitution par des ions divalents comme Co^{2+} et Fe^{2+} apporte une contribution positive, d'où la possibilité d'annuler pratiquement l'anisotropie globale à une température bien définie, réglable par le taux de substitution, et d'optimiser ainsi la perméabilité du matériau à cette température.

4.1.4. Magnétostriction

Pour les ferrites présentant un intérêt industriel (c'est-à-dire relativement riches en zinc), elle est comprise entre 0 et -10×10^{-6} pour les ferrites Ni-Zn, 0 et -1×10^{-6} pour les Mn-Zn.

4.1.5. Résistivité

Elle varie de 10^3 à plus de $10^4\ \Omega\cdot\text{m}$ environ pour les ferrites polycristallins Ni-Zn, de 1 à $20\ \Omega\cdot\text{m}$ pour les Mn-Zn, mais certains ferrites de bismuth-lithium atteignent $10^{10}\ \Omega\cdot\text{m}$. Les joints de grains contribuent fortement à la résistivité globale du matériau, et ce d'autant plus qu'ils ont tendance à regrouper les impuretés. La résistivité des monocristaux est nettement inférieure ($10^{-2}\ \Omega\cdot\text{m}$) mais encore beaucoup plus élevée que celle des alliages métalliques.

4.1.6. Produit perméabilité - fréquence de coupure

La perméabilité initiale relative μ_i d'un ferrite est pratiquement constante jusqu'à une fréquence de coupure f_c . Ces deux grandeurs varient en sens inverses avec l'anisotropie magnétocristalline (voir chapitre 14). On peut considérer le produit $\mu_i f_c$ comme un facteur de qualité sensiblement constant à l'intérieur d'une famille de compositions. Ce produit vaut environ 8 000 MHz pour les Ni-Zn, 4 000 MHz pour les Mn-Zn. Ainsi on ne pourra guère dépasser 400 kHz avec un ferrite Mn-Zn ayant une perméabilité initiale de 10 000.

Ces caractéristiques font des ferrites une catégorie à part dans les matériaux doux. Ils sont peu ou pas intéressants pour les applications quasi-statiques : d'une part ils transportent peu de flux, d'autre part leur perméabilité est limitée par la forte densité de joints de grains. Ils sont en revanche très compétitifs à partir de quelques centaines

de Hertz, et sans concurrents au-dessus du MHz. Les caractéristiques des ferrites étant très variables avec leur composition, il est hors de question d'en donner ici un tableau exhaustif. On trouvera plus de détails dans la référence [14] et dans le chapitre 17. Le tableau 16.5 donne quelques caractéristiques typiques pour le ferrite de manganèse-zinc, de loin le plus répandu dans les applications de puissance (Ferrinox B 50, Thomson LCC). Les pertes massiques (P) en $W.kg^{-1}$ à 0,1 et 0,2 Tesla sont mesurées à 100 kHz.

Tableau 16.5 - Quelques caractéristiques typiques du Ferrinox B50

J_s (T)	H_c (A . m ⁻¹)	μ_r^{in}	μ_r^{max}	ρ ($\Omega . m$)	$P_{0,1}$ T	$P_{0,2}$ T
0,48	12	2 500	4 500	> 1	45	200

4.2. UTILISATIONS DES FERRITES

On peut distinguer schématiquement deux grandes classes d'utilisations :

4.2.1. Électronique de puissance

Le transport du flux étant essentiel pour ces applications, on utilise les ferrites de Mn-Zn dans les transformateurs de fréquence supérieure à 400 Hertz, les convertisseurs de courant continu, les alimentations à découpage... Les pertes par courants induits plus fortes que celles des Ni-Zn sont au moins partiellement compensées par de plus faibles pertes par hystérésis. Les températures de Curie n'étant jamais très élevées, il faut tenir compte de la variation thermique de J_s et optimiser les paramètres couplés fréquence – température – induction. Par exemple, la composition Ferrinox B-50, utilisable jusqu'à 500 kHz, est optimisée pour une température de fonctionnement de 50°C, entre 16 et 150 kHz, sous une induction maximale de 0,25 Tesla.

4.2.2. Applications de faible puissance

Il s'agit d'applications privilégiant plutôt la perméabilité : composants inductifs, filtres, transformateurs d'impulsions, capteurs, têtes de lecture où la résistance à l'abrasion est précieuse, déviateurs des faisceaux d'électrons dans les tubes pour téléviseurs ... On utilise les ferrites Ni-Zn jusqu'à 300 MHz, et les Mn-Zn jusqu'à quelques MHz seulement mais avec des perméabilités supérieures (voir chapitre 17). Il faut éviter d'exposer les Ni-Zn aux chocs mécaniques et de leur appliquer des champs supérieurs à quelques mT sous peine de dégradation des propriétés. On peut toutefois restaurer celles-ci par chauffage au-dessus de T_C .

5. LES ALLIAGES AMORPHES

- N.B.** • Contrairement aux alliages Fe-Si, Fe-Ni et Fe-Co, les compositions des alliages amorphes et nanocristallins sont données en % atomiques.
- On trouvera une étude détaillée de ces matériaux dans la référence [15].

Les théoriciens avaient envisagé dès 1960 la possibilité qu'un alliage amorphe soit ferromagnétique malgré le désordre de position. Après l'élaboration du premier alliage ferromagnétique amorphe $\text{Fe}_{80}\text{P}_{13}\text{C}_7$ [16], le développement industriel des amorphes n'a vraiment commencé qu'en 1971 ; encore était-il essentiellement basé sur les propriétés mécaniques de ces alliages. Le premier alliage amorphe commercial, le Metglas 2826 ($\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$) de la société Allied Chemical, est apparu en 1973. Le prix élevé de ces nouveaux matériaux, initialement vendus au mètre (à 300 \$ le kilogramme en 1978), a tout d'abord limité leur usage aux applications scientifiques. Les alliages amorphes doux s'obtiennent sous forme de rubans par solidification d'un liquide sur une roue refroidie tournant rapidement. Une vitesse de trempe minimale de $10^6 \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$ est nécessaire ; de ce fait, l'épaisseur des rubans n'excède pas une quarantaine de μm . On emploie industriellement les techniques déjà décrites à propos des alliages Fe-Si rapidement solidifiés. Dans celle dite du jet libre (*melt-spinning*), les instabilités du jet empêchent de dépasser une largeur de quelques cm. La technique du flux planaire (*planar flow casting*) permet d'atteindre une vingtaine de cm.

5.1. CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES

Le désordre total du réseau entraîne l'absence d'anisotropie magnétocristalline. Les alliages amorphes sont aussi, par définition, exempts des défauts de structure des solides cristallins : joints de grains, dislocations. Par ailleurs, le désordre chimique leur confère une résistivité de l'ordre de $1,5 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$, trois fois supérieure à celle des alliages cristallins. La faible épaisseur des rubans contribue également à réduire la dissipation par courants induits. A ces caractéristiques favorables aux propriétés magnétiques douces viennent s'ajouter des propriétés mécaniques remarquables (limite élastique supérieure à 2 GPa) et une excellente résistance à la corrosion.

Les amorphes présentent toutefois de sérieux inconvénients. La métastabilité de leur structure les rend sujets au vieillissement et interdit les traitements thermiques énergiques ou le fonctionnement à des températures élevées sous peine de recristallisation. La nécessité d'inclure dans la composition chimique environ 20% de métalloïdes amorphisants dégrade la polarisation à saturation et la température de Curie. Enfin, l'élaboration par trempe rapide entraîne d'importantes contraintes résiduelles difficiles à éliminer.

Un recuit modéré sous champ confère à ces matériaux une anisotropie induite. Effectué parallèlement au ruban, il donne une structure en longs domaines à 180° et une haute perméabilité, et perpendiculairement, une fine structure en domaines

transverses. Dans ce dernier cas les rotations réversibles constituent le mécanisme d'aimantation prépondérant, d'où une faible dissipation d'énergie en régime alternatif.

5.2. LES GRANDES CLASSES D'ALLIAGES DOUX AMORPHES

5.2.1. Alliages à haute polarisation

Il s'agit d'alliages riches en fer, de composition typique $\text{Fe}_{82}\text{B}_{13}\text{Si}_{2,5}\text{C}_{2,5}$. Leurs principaux avantages sont une polarisation à saturation relativement élevée et un prix abordable. En revanche, leur forte magnétostriction les rend sensibles aux contraintes résiduelles, d'où des perméabilités relativement réduites (voir tableau 16.6).

Tableau 16.6 - Caractéristiques de quelques rubans amorphes Vitrovac*

Alliage	J_s (T)	T_C (°C)	λ_s (10^{-6})	μ_r^{\max}	H_c (Am $^{-1}$)	P (Wkg $^{-1}$)
7505 (base Fe)	1,5	420	30	10^5 (L)	< 4 (L)	10 (T)
6025 (base Co)	0,55	250	< 0,3	6×10^5 (L)	< 0,4 (L)	4 (T)
4040 (Fe-Ni)	0,8	260	8	25×10^4 (L)	< 1 (L)	6 (T)

* Vitrovac est une marque déposée de Vacuumschmelze GmbH. Les perméabilités maximales sont mesurées à 50 Hertz, les pertes massiques à 20 kHz et 0,2 Tesla. Recuits sous champ : (L) longitudinal, (T) transverse.

5.2.2. Alliages à faible magnétostriction

Ils se caractérisent par de très hautes perméabilités et de très faibles pertes.

Les figures 16.16 et 16.17 montrent l'influence, à température ambiante, de la composition sur la magnétostriction de matériaux amorphes à base de fer contenant des proportions variables de cobalt ou de nickel. L'annulation de la magnétostriction se produit au voisinage de 70% Co pour les premiers ; pour les seconds, c'est à 65% Ni que la température de Curie descend à la température ambiante, ce qui entraîne aussi l'annulation de λ_s . Ce sont là les deux compositions typiques donnant des matériaux très doux (voir tableau 16.6).

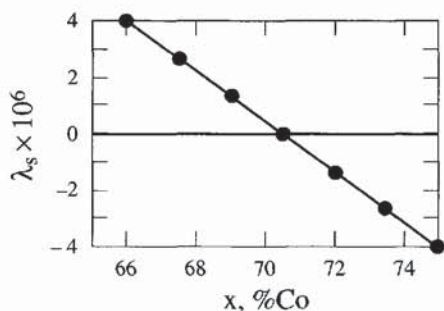


Figure 16.16 - Magnétostriction à saturation (λ_s) des alliages amorphes $\text{Co}_x\text{Fe}_{75-x}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ à 20°C en fonction du pourcentage (x) de cobalt

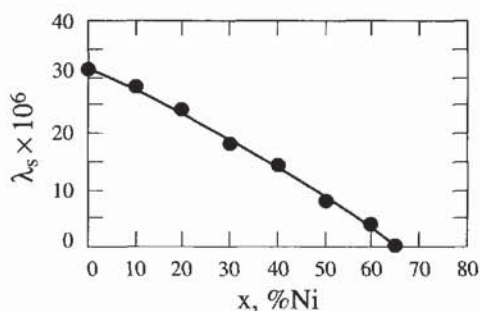


Figure 16.17 - Magnétostriction à saturation (λ_s) des alliages amorphes $\text{Ni}_x\text{Fe}_{80-x}\text{B}_{20}$ à 20°C en fonction du pourcentage (x) de nickel

5.3. UTILISATIONS DES ALLIAGES AMORPHES

Ces matériaux ne semblent pas pour l'instant capables de concurrencer les alliages fer-silicium dans les gros transformateurs de distribution de l'énergie aux fréquences industrielles. L'induction de travail maximale des amorphes riches en fer n'excède pas 1,4 T contre 1,7 T pour les Fe-Si GO. Pour obtenir la même tension électrique, on est contraint d'augmenter la section du circuit magnétique ou le nombre de spires des enroulements conducteurs ce qui accroît le poids, l'encombrement et les pertes par effet Joule. De plus, le bobinage de grandes longueurs de rubans est une opération délicate, longue et coûteuse. Ce dernier inconvénient est toutefois moins grave dans les pays où la politique de distribution de l'énergie est basée sur des transformateurs plus petits (USA). La société Allied Signal a développé un matériau dit *Powercore* obtenu en assemblant par collage une dizaine de rubans amorphes. Il n'a pas débouché industriellement en Europe.

Les amorphes deviennent en revanche compétitifs dès la fréquence de 400 Hertz utilisée pour l'électrotechnique embarquée. L'issue de la compétition aux fréquences moyennes ou élevées est incertaine et dépendra vraisemblablement des progrès accomplis simultanément par les matériaux concurrents (tôles Fe-Si de faible épaisseur, enrichies...).

De façon générale, les amorphes sont intéressants pour toutes les applications où l'induction varie rapidement, par exemple les alimentations à découpage ou les composants inductifs (inductances saturables, de filtrage...).

Les amorphes à haute perméabilité entrent en concurrence avec les autres familles de matériaux à anisotropie évanescence : alliages fer-nickel, ferrites. On les retrouve dans les disjoncteurs différentiels, les capteurs électromagnétiques et les blindages où leur flexibilité est intéressante (produits du type *Metshield*).

L'ajustement de la magnétostriction par la composition offre des possibilités intéressantes. Dans les têtes de lecture, on recherche une magnétostriction nulle, et l'on met simultanément à profit la haute perméabilité et la faible sensibilité aux contraintes mécaniques et vibrations créées par les mécanismes des têtes. A l'opposé les capteurs de force exploitent une plus forte magnétostriction (voir chapitre 18).

6. LES MATÉRIAUX NANOCRISTALLINS

Les alliages nanocristallins sont les plus récents des matériaux magnétiquement doux [17]. Leur élaboration comporte deux étapes. On prépare tout d'abord, par une technique habituelle de trempe sur roue, un ruban amorphe auquel on fait ensuite subir un recuit de recristallisation vers 500-600°C. Ce dernier entraîne en général des conséquences catastrophiques pour un amorphe doux : effondrement de la perméabilité, éventuellement destruction du matériau. Ce n'est pas le cas pour les alliages considérés ici, de composition type $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$. Bien que certains détails

du mécanisme de recristallisation restent obscurs, on admet généralement que les atomes de cuivre, peu solubles dans la phase cristalline, favorisent la ségrégation de nombreux germes de celle-ci, tandis que ceux de Niobium inhibent la croissance des germes. D'autres éléments réfractaires comme Cr, V, Mo, Ta, W peuvent jouer le même rôle que Nb [18, 19]. On obtient ainsi un matériau à structure mixte où une matrice amorphe enrobe des grains cristallins. La fraction en volume de la phase cristalline varie de 50 à 80%.

La taille moyenne des grains décroît avec la concentration en élément inhibiteur et croît au contraire avec la température de recuit. Elle est habituellement de 5 à 20 nm.

Les analyses par rayons X, diffraction d'électrons et sonde atomique montrent que la phase cristalline est cubique centrée avec une surstructure de type DO₃. Il s'agit essentiellement de Fe-Si dont la teneur en Si peut dépasser 20 %, tout le silicium s'étant regroupé dans les grains. La phase amorphe contient le fer restant, le bore et le niobium, les teneurs de ces deux derniers éléments étant respectivement voisines de 30 et 5 à 15%.

6.1. CARACTÉRISTIQUES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

6.1.1. Polarisation

La figure 16.18 montre la variation thermique de la polarisation à saturation J_s d'un matériau de composition typique [20]. Voisine de 1,3 Tesla à la température ambiante, elle diminue avec la température en deux stades qui reflètent la structure mixte cristalline-amorphe du matériau. En admettant que la polarisation globale est la somme pondérée de celles des deux phases, on trouve que celles-ci valent environ 1,3 T (cristal) et 1,2 T (amorphe). Les températures de Curie sont proches respectivement de 600 et 320°C.

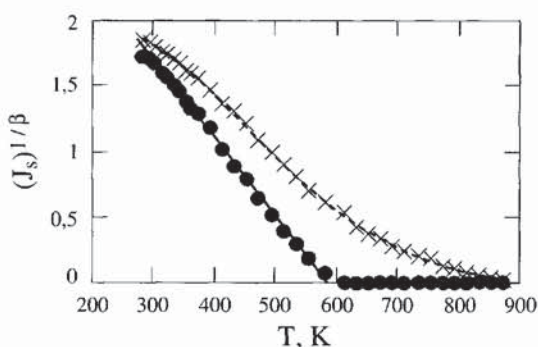


Figure 16.18 - Variation thermique de la polarisation à saturation (J_s) de l'alliage $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$ à l'état amorphe (●) et nanocristallin (×)

L'ordonnée donne $J_s^{1/\beta}$, $\beta \approx 0,36$ étant l'exposant critique (voir chapitre 10) de la polarisation, donné par :

$$J_s(\text{tesla}) = J_0 \{ (T_C - T)/T \}^\beta$$

(d'après [20])

6.1.2. Anisotropie

La phase amorphe est isotrope magnétiquement, tandis que la constante d'anisotropie K_1 de la phase cubique Fe-Si vaut 10 kJ/m³ pour une teneur en Si proche de 20%. Un recuit de recristallisation effectué à une température trop élevée (> 600°C) a pour effet fâcheux une précipitation de Fe₂B très anisotrope.

6.1.3. Magnétostriction

La magnétostriction à saturation λ_s de l'alliage amorphe FeCuNbSiB est forte et positive, de l'ordre de 20×10^{-6} , et très peu dépendante de la teneur x en silicium. Elle diminue fortement après recristallisation, décroît en fonction de x , et s'annule au voisinage de $x = 15,5\%$ (figure 16.19). Ce comportement peut s'interpréter en supposant que la magnétostriction globale est la somme pondérée des contributions des phases cristalline et amorphe. On trouve ainsi, pour la phase Fe-Si, un coefficient λ_s négatif et voisin de -5×10^{-6} , en bon accord avec les déterminations de λ_s pour un polycristal de Fe-Si de même composition.

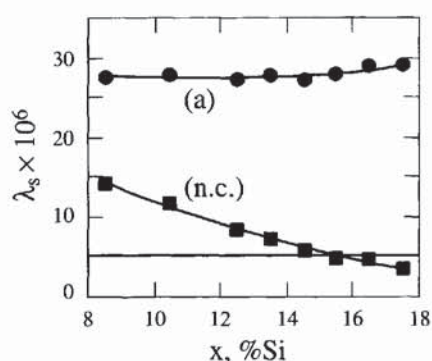


Figure 16.19 - Magnétostriction à saturation (λ_s) à 20°C des alliages $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_x\text{B}_{22,5-x}$ en fonction de la teneur en silicium dans les états amorphe (a) et nanocristallin (nc) d'après [21]

6.1.4. Résistivité

La résistivité de ces matériaux est comparable à celle des amorphes, de l'ordre de 1 à $1,5 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$.

6.1.5. Anisotropie uniaxiale induite

Si la recristallisation a lieu sous champ magnétique, le matériau acquiert une anisotropie uniaxiale induite K_u de l'ordre de 10 à 100 J. m⁻³ qui dépend essentiellement de la composition (en particulier des teneurs en bore et silicium). On peut aussi recuire sous champ le matériau déjà recristallisé. L'anisotropie induite, plus faible que dans le cas précédent, dépend alors beaucoup de la température de recuit. On pourrait penser à première vue que l'ordre de grandeur des anisotropies induites les rend négligeables par rapport à l'anisotropie magnétocristalline de la phase Fe-Si ($\approx 10^4$ J. m⁻³). En fait, il faut comparer K_u à l'anisotropie moyenne effective du matériau, dont on verra qu'elle est beaucoup plus faible.

Dans un ruban exempt de contraintes, l'effet Kerr révèle de grands domaines séparés par des parois à 180° larges et courbées, tout à fait comparables aux domaines dans les amorphes [21]. Ceci indique une faible anisotropie effective à l'échelle des domaines et parois. En revanche toute contrainte même faible, macroscopique ou localisée autour d'une inclusion, se traduit par la multiplication de petits domaines aux formes irrégulières. Ces observations sont à première vue quelque peu surprenantes pour un matériau à magnétostriction évanescence. En fait, le modèle schématisé consistant à pondérer linéairement les magnétostrictions des phases cristalline et amorphe ignore la complexité du comportement magnétoélastique local lié à la coexistence des deux phases [22].

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.

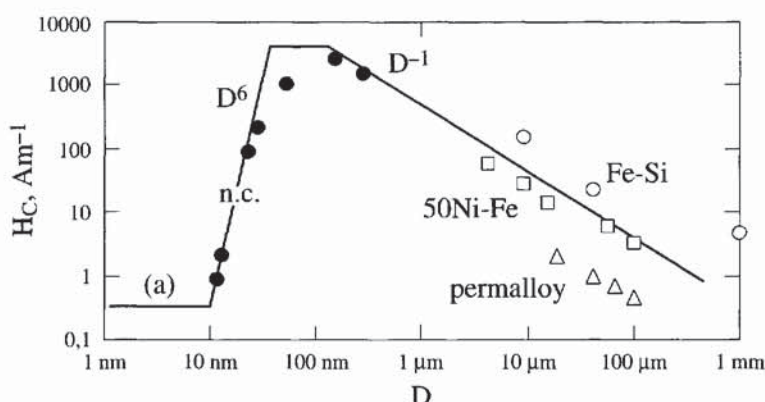


Figure 16.20 - Champ coercitif (H_c) en fonction de la taille des grains (D) pour diverses familles de matériaux doux (d'après [21])

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.

**Tableau 16.7 - Principales caractéristiques d'un matériau nanocristallin
de composition type $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$**

B_s (T)	H_c (Am^{-1})	μ_r^{max} (cc)	μ_r^{max} (50 Hz)	μ_r^{max} (1 kHz)	P ($\text{W} \cdot \text{kg}^{-1}$)
1,25	0,5	$> 8 \times 10^5$	$> 5 \times 10^5$	10^5	40

Les pertes P sont mesurées à 100 kHz et 0,2 Tesla.

Des alliages nanocristallins ayant d'autres compositions restent pour l'instant des matériaux de laboratoire mais pourraient avoir un intérêt appliqué grâce à leur forte polarisation à saturation. Celle de l'alliage $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{30}\text{Zr}_{10}$ atteint 1,6 Tesla, celle de $\text{Fe}_{91}\text{Zr}_7\text{B}_2$ dépasse 1,7 Tesla. On peut obtenir par pulvérisation des couches nanocristallisées de Fe-Hf-C-N ayant une polarisation de 1,7 Tesla.

*Nous abordons maintenant les **applications** des matériaux magnétiques doux. Nous traiterons de la transformation de l'énergie et des actionneurs. Le magnétisme permet de convertir une forme d'énergie en une autre, de sorte que peuvent intervenir au sein d'une même réalisation énergies mécanique, électrique et magnétique.*

7. LA TRANSFORMATION DE L'ÉNERGIE AUX FRÉQUENCES INDUSTRIELLES (50-400 Hz)

Nous nous plaçons ici en régime sinusoïdal, et nous utiliserons les majuscules pour désigner les valeurs efficaces des grandeurs électriques et les majuscules marquées de l'indice "m" pour les valeurs maximum des grandeurs magnétiques.

Nous allons montrer tout l'intérêt que présentent les matériaux doux à l'aide d'une application mettant en jeu la conversion de l'énergie magnétique en énergie électrique. Celle-ci s'effectue au niveau de bobinages dits induits, aux bornes desquels l'utilisateur récupère des forces électromotrices reliées aux grandeurs magnétiques par des relations du type :

$$e = -d\phi_t / dt \quad (16.4)$$

Ici, e désigne la force électromotrice induite aux bornes d'un bobinage traversé par un flux d'induction total ϕ_t .

Le système responsable de l'apparition du flux ϕ_t est dit *inducteur* et sera repéré par l'indice 1, l'indice 2 désignant le système *induit*. Dans la suite, nous supposerons que les enroulements sont bobinés autour de noyaux magnétiques dont nous allons préciser les caractéristiques. Le bobinage induit, refermé sur une charge d'impédance finie, est parcouru par un courant I_2 alors que la tension à ses bornes prend la valeur U_2 . La

puissance fournie à l'utilisateur étant proportionnelle au produit $U_2 I_2$, nous utiliserons des matériaux susceptibles de rendre maximum le rapport $(U_2 I_2)/V$, où V désigne le volume de la machine. I_2 étant lui-même déterminé par l'amplitude de la tension appliquée à la charge, c'est en définitive U_2 qu'il faut contrôler.

A vide, c'est-à-dire en circuit induit ouvert de sorte que I_2 soit nul, et en supposant uniforme le champ d'induction embrassé par les spires, la tension u_2 est donnée par (16.4) et s'écrit en valeur efficace :

$$U_2 = n_2 S \omega B_m / \sqrt{2} \quad (16.5)$$

où S est la section du bobinage, n_2 le nombre de spires de l'induit, ω la pulsation, et B_m l'amplitude de l'induction embrassée par l'induit ; n_2 et S conditionnant le volume, le poids et le coût du système induit, on s'efforcera de minimiser ces quantités en utilisant des matériaux susceptibles de réaliser de grandes inductions.

En charge, la circulation du courant I_2 s'oppose à l'établissement de la force électromotrice. En intervenant au niveau de l'inducteur, on s'efforce de maintenir la tension U_2 proche de son niveau à vide. Le choix de matériaux à hautes perméabilités permet d'optimiser le couplage entre inducteur et induit et de limiter le courant I_1 nécessaire à maintenir U_2 .

Il apparaît donc que *les applications de puissance nécessitent des matériaux présentant une induction à saturation élevée, avec une perméabilité aussi grande que possible*. Le prix de revient constitue également un élément important, et ce sont donc essentiellement les matériaux à base de fer, que l'on utilisera aux fréquences industrielles typiques de l'électrotechnique (50-400 Hz) dans les applications de puissance (quelques dizaines de watts dans les amplificateurs pour hi-fi, le gigawatt en distribution).

La dissipation liée à l'aimantation du matériau doux peut également constituer un point important. On dénomme couramment cette source de dissipation *pertes fer*. Ces pertes sont nuisibles à plusieurs titres :

- ◆ la chaleur produite doit être évacuée. L'encombrement de la machine augmente et les auxiliaires (ventilateurs...) introduisent des nuisances : bruit des ventilateurs, risques de pollution liée aux fluides réfrigérants ... Enfin, la structure de la machine s'en trouve compliquée, ce qui est particulièrement préoccupant dans le cas des gros alternateurs de production, dont le rotor est refroidi par circulation d'hydrogène confiné dans une enceinte étanche.
- ◆ les pertes fer, auxquelles viennent s'ajouter les pertes dans les éléments auxiliaires de refroidissement, grèvent le coût d'exploitation : ce facteur s'avère déterminant dans le cas des transformateurs de distribution.

7.1. LES TRANSFORMATEURS DE DISTRIBUTION

Dans le transformateur, induit et inducteur sont fixes de sorte que l'on utilise un seul circuit magnétique. La circulation du courant dans le bobinage secondaire engendre un

flux de contre-réaction qui est transmis au niveau du bobinage primaire. L'amplitude du courant primaire augmente alors, afin de maintenir un flux d'induction d'amplitude constante, condition imposée par la source de tension primaire supposée elle-même d'amplitude constante. L'amplitude de la tension secondaire est finalement maintenue à quelques pour-cent près, l'inducteur adaptant automatiquement le courant avec d'autant plus d'efficacité que le couplage magnétique est meilleur. On cherche donc à minimiser les fuites de flux entre les deux enroulements, c'est pourquoi ils sont généralement concentriques. Le circuit magnétique réalise une géométrie fermée, cette disposition permettant d'optimiser le couplage magnétique entre les enroulements et surtout de diminuer le courant primaire dans le cas du fonctionnement à vide.

Dans les transformateurs, où les pertes mécaniques sont nulles, les pertes fer constituent jusqu'à 50% des pertes totales, le reste étant constitué par les pertes Joule dissipées dans les bobinages.

Tableau 16.8 - Influence du facteur de puissance $\cos \phi$ sur le rendement η du transformateur pour différentes puissances apparentes S [25]

S (kVA)	100	1 000	10 000	100 000
η (%) ($\cos \phi = 1$)	97	98	98.5	99
η (%) ($\cos \phi = 0.8$)	96.3	97.5	98.1	98.8

En fait, et malgré les rendements élevés atteints dans les transformateurs actuels (voir le tableau 16.8), les pertes fer prennent une importance toute particulière dans le cas des transformateurs de distribution électrique qui, couplés au réseau 24 heures sur 24, les dissipent sans arrêt. L'estimation du coût de ces pertes est assez délicat, car le coût de production du kilowatt varie avec la charge du réseau de distribution, mais surtout parce que ces pertes doivent être capitalisées sur la durée de vie d'un transformateur, soit 30 ans environ. On peut cependant évaluer grossièrement l'impact total de ces pertes fer à 50% du prix de construction [26]. Ce constat justifie les nombreuses recherches développées pour optimiser les propriétés d'aimantation des tôles de transformateur, ainsi que les méthodes de fabrication des transformateurs de distribution [27].

Ces pertes sont liées au développement des courants électriques dans le noyau magnétique. Ceux-ci s'opposent aux variations de flux, de sorte qu'une augmentation de la fréquence de travail se traduit à la fois par une augmentation de la puissance dissipée et par une baisse de la perméabilité du matériau (voir § 2.4 de ce chapitre). Au niveau métallurgique, on limite le développement des courants par l'enrichissement du fer en silicium (3% en masse) ce qui permet, entre autres, d'augmenter d'un facteur 4,5 la résistivité de l'alliage ($48.10^{-8} \Omega.m$ pour l'alliage Fe-Si à 3.2% Si contre $11.10^{-8} \Omega.m$ pour le fer pur). Le développement des courants étant également lié à l'épaisseur du matériau, on procède au feuilletage des circuits magnétiques, qui sont réalisés par des empilements de tôles électriquement isolées les unes des autres. On parvient ainsi à utiliser les alliages Fe-Si jusqu'à des fréquences de l'ordre de quelques centaines de Hz, caractéristiques de l'électrotechnique embarquée.

La figure 16.21 retrace en coordonnées semi-logarithmiques l'évolution des performances des tôles de transformateurs, évaluées en termes de pertes développées à 60 Hz pour une induction B sinusoïdale, d'amplitude donnée. Bien que le transformateur ait été inventé en 1883 par Lucien Gaulard, il fallut attendre 1903 pour qu'apparaissent les premiers progrès substantiels sur l'élaboration des tôles, réalisés par l'enrichissement au silicium. C'est en 1945 qu'apparaît la deuxième percée technologique avec l'introduction de la texture Goss. Ces améliorations se traduisent par l'augmentation de l'induction crête de travail des tôles de transformateurs, qui passe de 1 T à 1,7 T.

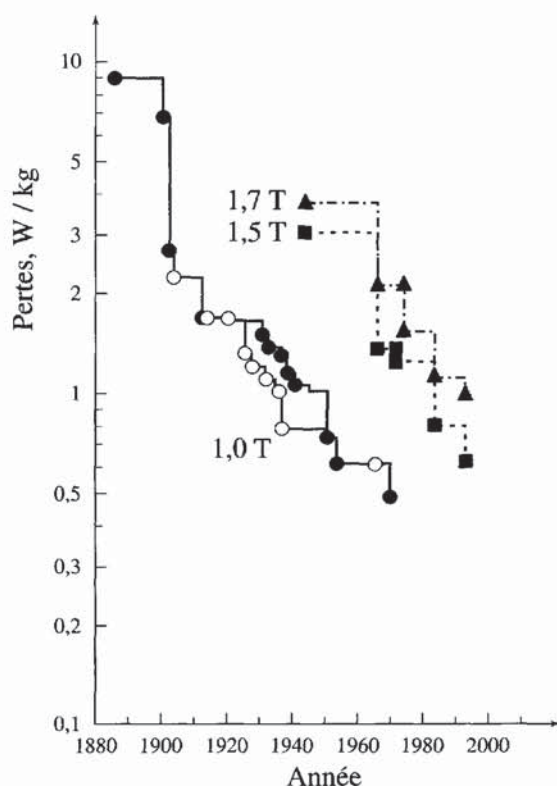


Figure 16.21 - Evolution des performances des tôles de transformateurs [28]

On trouve sur la figure 16.22 le reflet de cette progression sur l'augmentation de la puissance massique d'un transformateur de 100 MVA. La progression semble moins spectaculaire que sur le graphe précédent, car celle-ci résulte de multiples facteurs dont les propriétés intrinsèques des tôles ne constituent qu'une composante.

En particulier, on doit noter que, rapportées à la même quantité de matériau, les pertes fer développées dans le transformateur sont, comme le montre la figure 16.23, toujours supérieures aux pertes mesurées sur une tôle isolée [26].

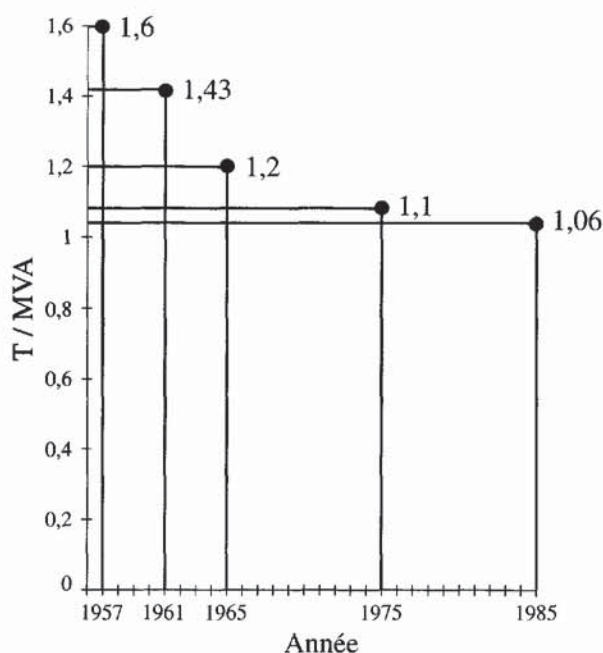


Figure 16.22 - Evolution de la masse en tonnes par MVA pour un transformateur 100 MVA-225/63kV triphasé [29]

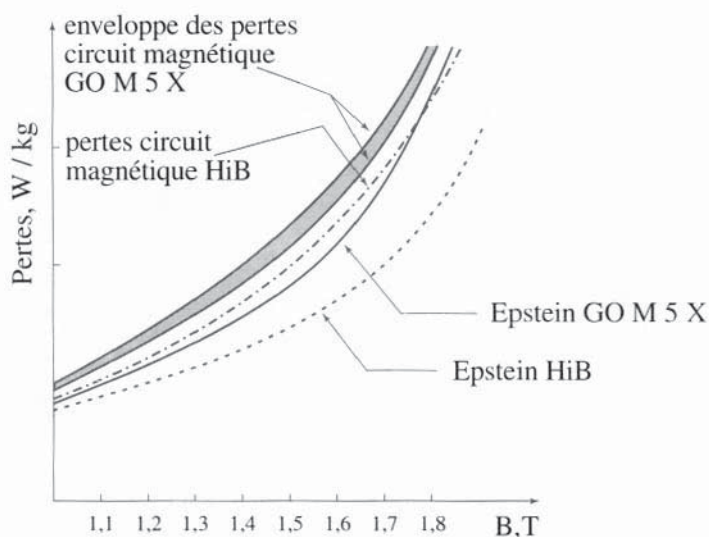


Figure 16.23 - Comparaison entre les pertes mesurées sur perméamètre d'Epstein et sur noyau de transformateur [26]

Ceci est lié, entre autres, aux contraintes mécaniques qui apparaissent lors de l'empilement des tôles, ainsi qu'à la présence de joints de recouvrement entre tôles qui donne lieu à des stratégies d'empilement plus ou moins sophistiquées telles que celles qui sont présentées sur la figure 16.24 (référence [30], page 236).

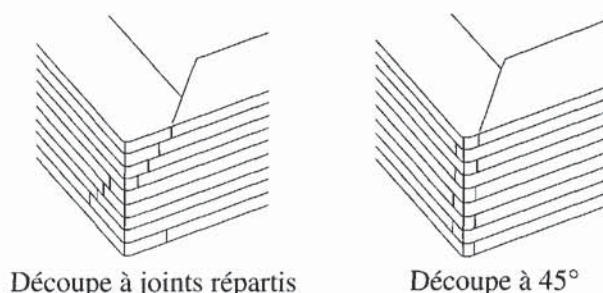


Figure 16.24 - Deux modes d'empilement de circuits magnétiques

Ces considérations conduisent, de manière prospective, à reconsidérer les stratégies de construction adoptées jusqu'à présent. Les méthodes d'empilement pourraient ainsi laisser la place à des techniques d'enroulement. Initialement envisagées pour la réalisation de transformateurs monophasés basés sur l'utilisation d'amorphes à base fer (voir le § 5.3 de ce chapitre, ainsi que les références [30] p. 263 et [31]), ces méthodes restent inapplicables pour les transformateurs triphasés de géométrie conventionnelle. Intégrées dans un processus basé sur la réalisation de transformateurs à géométrie triangulaire (figure 16.25), ces méthodes pourraient donner lieu à de nouvelles générations de transformateurs où les performances intrinsèques des tôles, en progression constantes [32], seraient mieux utilisées [27].

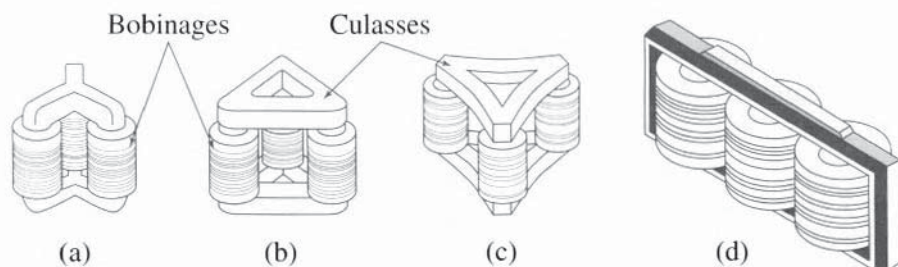


Figure 16.25 - Différentes géométries de transformateurs triphasés

Structures triangulaire enroulée (a) et (b), empilée (c), traditionnelle empilée (d).

7.2. LES MACHINES TOURNANTES

Le principe de la conversion électromécanique repose sur l'interaction du champ inducteur et du champ induit, la rotation de la partie mobile, ou *rotor*, étant un élément de cette interaction. La partie immobile de la machine constitue le *stator*. Nous allons illustrer ici la manière de mettre en jeu les matériaux doux en étudiant différentes structures, et nous prendrons le couple moteur pour critère de comparaison entre les différentes solutions proposées (les sources de champ seront soit des aimants soit des courants ; il y aura, ou non, présence de matériaux doux ...).

La diversité des associations étudiées va nous conduire à utiliser un formalisme très général basé sur le calcul de l'énergie de chaque système.

7.2.1. *Rappels sur l'énergie des systèmes magnétiques*

L'énergie d'un système de champs est l'énergie dépensée pour mettre en présence les sources des champs initialement infiniment éloignées les unes des autres, lors d'un processus réversible au sens thermodynamique, c'est-à-dire sans dissipation. On peut y inclure l'énergie de constitution de chaque source. On doit donc considérer le travail fourni par l'opérateur, opposé au travail des forces magnétiques, augmenté de l'énergie éventuellement nécessaire à maintenir les sources.

Considérons par exemple l'insertion d'un élément C dans une source de champ S. Si C est constitué d'un circuit parcouru par un courant I, alors le travail effectué par les forces magnétiques lors d'un déplacement élémentaire dans le champ de la source se calcule aisément et l'on trouve :

$$dW_m = I d\Phi_{S \rightarrow C} \quad (16.6)$$

Par ailleurs, la f.e.m. induite dans C par le déplacement s'écrit : $e = -d\Phi_{S \rightarrow C}/dt$. Elle est compensée par le générateur qui assure la circulation du courant dans C, et fournit, pour maintenir le courant constant, un surcroît d'énergie :

$$dW_{\text{gén}C} = (d\Phi_{S \rightarrow C}/dt) I dt = dW_m \quad (16.7)$$

Si la source est elle même constituée d'un circuit parcouru par un courant I_s , la variation d'énergie du système inclut l'énergie fournie par le générateur pour maintenir celle-ci constante :

$$dW_{\text{gén}S} = (d\Phi_{C \rightarrow S}/dt) I_s dt = (d\Phi_{S \rightarrow C}/dt) I dt = dW_m \quad (16.8)$$

Si C est constitué d'un moment magnétique \mathbf{m} , le travail de la force magnétique lors de son insertion dans le champ \mathbf{B} de la source s'écrit : $dW_m = \mathbf{m} \cdot d\mathbf{B}$. On généralise sans difficulté à une distribution continue de moments magnétiques dans un volume V en définissant la polarisation magnétique $\mathbf{J} = \mu_0 (d\mathbf{m}/dv)$; le travail de la force magnétique lors d'un déplacement dans la source de champ \mathbf{H} s'écrit alors :

$$dW_m = \int_V \mathbf{J} d\mathbf{H} dv \quad (16.9)$$

7.2.2. *Application à l'étude de quelques structures*

Afin de limiter le volume des calculs, nous ferons les approximations suivantes : symétrie cylindrique (rotors et stators supposés infiniment longs le long de l'axe z), aimants parfaits (aimantation uniforme et indépendante de l'environnement), et matériaux doux infiniment perméables (H nul à l'intérieur).

Rotor aimant associé à un bobinage statorique

Le rotor de rayon R porte une polarisation uniforme \mathbf{J}_R , perpendiculaire à l'axe de révolution. Le bobinage est disposé sur la face interne du stator de rayon R + e supposé non magnétique, et parcouru par un courant équivalent à une densité surfacique de la forme $\mathbf{i}_s(\alpha) = i_s(\sin \alpha) \mathbf{u}_z$. Une telle répartition constitue la distribution idéale que l'on s'efforce de réaliser au sein des machines réelles.

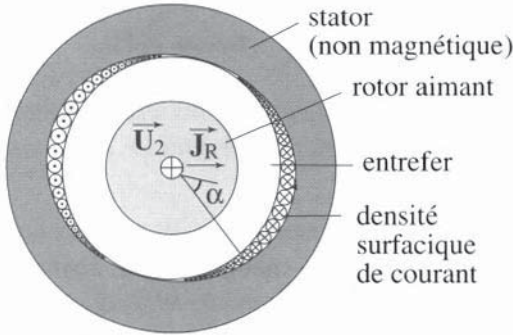


Figure 16.26 - Schéma d'une machine tournante à rotor aimanté

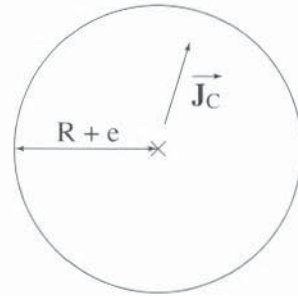


Figure 16.27
Stator équivalent

Le calcul de l'énergie du système nous conduit à étudier les champs créés par les deux sources. Les deux calculs peuvent être traités à l'aide d'un formalisme unique, car on montre que le stator étudié peut être représenté par un cylindre de rayon $R + e$, que nous appellerons stator équivalent, portant une polarisation $\mathbf{J}_C = \mu_0 i_s \mathbf{u}$, et que nous étudierons, de même que le rotor, dans le cadre de la représentation coulombienne.

$$\sigma_1(M_1) = \frac{J_R}{\mu_0} \cos \theta$$

$$\sigma_2(M_2) = \frac{J_C}{\mu_0} \cos \theta$$

$$\theta_C = \phi + \theta_R$$

La position du rotor est définie par l'angle ϕ entre les polarisations \mathbf{J}_C et \mathbf{J}_R .

σ_1 et σ_2 : densités surfaciques de charges magnétiques déposées respectivement à la périphérie du rotor et à celle du stator équivalent de la figure 16.27.

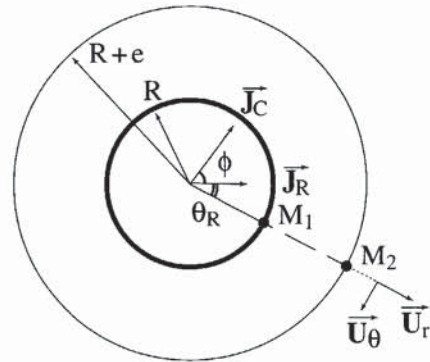


Figure 16.28 - Représentation coulombienne du problème

On montre alors que le champ engendré par un cylindre infini de rayon R portant la polarisation \mathbf{J} perpendiculaire à son axe s'écrit en coordonnées cylindriques :

$$r < R \quad \mathbf{H} = -\mathbf{J}/2\mu_0 \quad (16.10)$$

$$r > R \quad \mathbf{H} = \frac{J}{2\mu_0} \frac{R^2}{r^2} (\cos \theta \mathbf{u}_r + \sin \theta \mathbf{u}_\theta) \quad (16.11)$$

On peut donc calculer les champs créés par les deux sources. Les indices R et C désignant les champs créés respectivement par le rotor et le courant statorique, on obtient :

$$r < R \quad \mathbf{H}_R = -\mathbf{J}_R/2\mu_0 ; \quad \mathbf{B}_R = \mu_0 \mathbf{H}_R + \mathbf{J}_R \quad (16.12)$$

$$r > R \quad \mathbf{H}_R = \frac{J_R}{2\mu_0} \frac{R^2}{r^2} (\cos \theta_R \mathbf{u}_r + \sin \theta_R \mathbf{u}_\theta) ; \quad \mathbf{B}_R = \mu_0 \mathbf{H}_R \quad (16.13)$$

$$r < R + e \quad \mathbf{B}_C = \mu_0 [-\mathbf{J}_C/2\mu_0] + \mathbf{J}_C = \mathbf{J}_C/2 ; \quad \mathbf{H}_C = \mathbf{B}_C/\mu_0 \quad (16.14)$$

$$r > R + e \quad \mathbf{H}_C = \frac{J_C}{2\mu_0} \frac{(R + e)^2}{r^2} (\cos \theta_C \mathbf{u}_r + \sin \theta_C \mathbf{u}_\theta) ; \quad \mathbf{B}_C = \mu_0 \mathbf{H}_C \quad (16.15)$$

Remarque - dans ce qui suit, nous ne comptabiliserons plus que les termes d'énergie susceptibles de dépendre de ϕ . Nous négligerons donc les énergies de constitution des sources.

L'énergie totale E du système est égale à l'énergie mécanique $W_{\text{opé}}$ fournie par l'opérateur pour introduire le bobinage statorique dans le champ du rotor, augmentée de l'énergie nécessaire à maintenir les courants statoriques, notée $W_{\text{gén}}$. Le premier terme d'énergie est égal à l'opposé du travail W_m des forces magnétiques alors que le second terme est égal à W_m (voir équation 16.7). L'énergie du système est donc nulle.

Le travail du générateur s'écrit, en raisonnant sur le système de spires statorique : $W_{\text{gén}} = \int \Phi(\gamma) dI(\gamma)$ où Φ est le flux d'induction engendré par le rotor dans un élément de spire statorique parcouru par le courant dI .

Quelques manipulations élémentaires conduisent à l'expression équivalente : $W_{\text{gén}} = \int_{\text{statoreq}} (\mathbf{J}_C / \mu_0) \mathbf{B}_R dV$ où \mathbf{B}_R est l'induction créée par le rotor à l'endroit du volume dV du stator équivalent. Compte tenu de l'expression des champs obtenue pour le cylindre infini, on obtient enfin : $W_{\text{gén}} = (\mathbf{J}_C \mathbf{J}_R / 2\mu_0) V_{\text{rotor}}$ où V_{rotor} est le volume du rotor. Au cours d'une rotation élémentaire, on a $dE = 0 = dW_{\text{gén}} + dW_{\text{opé}}$. On en déduit la valeur du couple électromagnétique : $\Gamma_m = -(\mathbf{J}_C \mathbf{J}_R / 2\mu_0) V_{\text{rotor}} \sin \phi$.

Apport d'un circuit de fermeture du flux statorique

Le stator est maintenant constitué d'un matériau infiniment perméable. Nous avons donc une troisième source de champ (source induite) qui s'aimante de manière à annuler son champ d'excitation interne. Elle est équivalente, vis-à-vis du champ créé dans la masse du stator, à un cylindre de rayon $R + e$ portant la polarisation :

$$\mathbf{J}_S = -\mathbf{J}_C - [R / (R + e)]^2 \mathbf{J}_R.$$

L'indice S désignant les champs créés par l'aimantation du stator, on obtient :

$$r < R + e \quad \mathbf{H}_S = -\mathbf{J}_S / 2\mu_0 ; \quad \mathbf{B}_S = \mu_0 \mathbf{H}_S \quad (16.16)$$

$$r > R + e \quad \mathbf{H}_S = \frac{J_S}{2\mu_0} \frac{R^2}{r^2} (\cos \theta_S \mathbf{u}_r + \sin \theta_S \mathbf{u}_\theta) ; \quad \mathbf{B}_S = \mu_0 \mathbf{H}_S + \mathbf{J}_{S\text{réel}} \quad (16.17)$$

L'état d'aimantation du stator est fonction de l'angle ϕ , on est donc conduit à comptabiliser l'énergie de constitution du stator dans l'énergie totale du système. Celle-ci se calcule aisément, l'énergie d'insertion d'une source *courant* dans un système uniquement composé de sources *matière aimantée* étant nulle. On peut donc choisir d'approcher d'abord le stator aimanté du rotor, et d'amener enfin le bobinage statorique. On obtient : $E = -\frac{1}{2} \int_{\text{stateq}} \mathbf{J}_S \mathbf{H}_S dV - \int_{\text{stateq}} \mathbf{J}_S \mathbf{H}_R dV = 0$.

Le travail fourni par le générateur s'écrit :

$$W_{\text{gén}} = \int_{\text{stateq}} \frac{\mathbf{J}_C}{\mu_0} (\mathbf{B}_R + \mathbf{B}_S) dV = \frac{\mathbf{J}_C \mathbf{J}_R}{\mu_0} V_{\text{rotor}}$$

et le couple électromagnétique résultant s'en déduit : $\Gamma_m = -(\mathbf{J}_C \mathbf{J}_R / \mu_0) V_{\text{rotor}} \sin \phi$.

L'efficacité du système est multipliée par deux par rapport au système précédent, car le couplage entre le rotor et l'enroulement statorique est deux fois plus grand que précédemment, le stator se comportant comme un miroir qui amplifie le flux dans la région embrassée par le bobinage. Cet effet n'existe pleinement que tant que l'on peut considérer le matériau doux comme très perméable. Cela impose de réaliser une enveloppe statorique suffisamment épaisse pour que le matériau ne soit pas saturé.

Champ rotorique créé par un courant

Les structures que nous avons évoquées restent limitées au domaine des petites machines pour de multiples raisons dont la plus immédiate est la difficulté de réaliser des aimants de gros volume. Le champ rotorique est donc habituellement engendré par un bobinage disposé à la périphérie d'un rotor que nous supposons encore une fois infiniment perméable. Les polarisations \mathbf{J}_R du rotor et \mathbf{J}_S du stator équivalent au stator réel sont toujours conditionnées par la nécessité d'annuler le champ d'excitation dans les matériaux. On obtient, en posant $u = [R/(R+e)]^2$:

$$\mathbf{J}_R = \frac{2\mathbf{J}_{CS} + \mathbf{J}_{CR}(1+u)}{1-u} \quad (16.18)$$

$$\mathbf{J}_S = -\frac{2\mathbf{J}_{CR}u + \mathbf{J}_{CS}(1+u)}{1-u} \quad (16.19)$$

\mathbf{J}_{CS} et \mathbf{J}_{CR} sont les polarisations des cylindres équivalents aux courants statorique et rotorique. L'énergie du système s'écrit maintenant :

$$E = -\frac{1}{2} \int_{\text{rotor}} \mathbf{J}_R \mathbf{H}_R dV - \frac{1}{2} \int_{\text{stat eq}} \mathbf{J}_S \mathbf{H}_S dV - \int_{\text{stat eq}} \mathbf{J}_S \mathbf{H}_R dV + \int_{\text{rotor}} \mathbf{J}_{CR} \mathbf{B}_{CS} dV \quad (16.20)$$

On obtient : $E = (2/\mu_0) \mathbf{J}_{CS} \mathbf{J}_{CR} V_{\text{rotor}} / (1-u)$. Le générateur fournit le travail :

$$W_{\text{gén}} = \int_{\text{stateq}} (\mathbf{J}_{CS} / \mu_0) (\mathbf{B}_{CR} + \mathbf{B}_S + \mathbf{B}_R) dV + \int_{\text{rotor}} (\mathbf{J}_{CR} / \mu_0) (\mathbf{B}_{CS} + \mathbf{B}_S + \mathbf{B}_R) dV$$

soit : $W_{\text{gén}} = (4/\mu_0) \mathbf{J}_{CS} \mathbf{J}_{CR} V_{\text{rotor}} / (1-u)$. Au cours d'une rotation élémentaire, la variation d'énergie s'écrit : $dE = dW_{\text{gén}}/2 = dW_{\text{gén}} - \Gamma_m d\phi$, et l'on en déduit :

$$\Gamma_m = \frac{1}{2} \frac{dW_{\text{gén}}}{d\Phi} = -\frac{2\mathbf{J}_C \mathbf{J}_R}{\mu_0 (1-u)} V_{\text{rotor}} \sin \Phi \quad (16.21)$$

Le couple est à nouveau multiplié par un facteur 2 par rapport au cas précédent. Ce facteur 2 est liée à l'amplification de l'effet miroir associée à la présence du noyau rotorique doux. Il apparaît également un facteur $1/(1-u)$ qui suggère que la machine est d'autant plus efficace que u est proche de 1, c'est-à-dire e petit. Ceci est simplement lié à l'effet miroir précédemment évoqué, d'autant plus efficace que le couplage entre le rotor et le stator est grand.

En fait, ce résultat doit être nuancé car l'effet miroir ne se produit pleinement que dans la mesure où le matériau doux présente une grande perméabilité, et cette condition est particulièrement sensible au niveau des interfaces, puisque c'est là que s'établissent les charges. Or, au voisinage de la surface interne, la polarisation du stator s'écrit $\mathbf{J}_{\text{Srél}} = -\mathbf{J}_S$. La polarisation du stator équivalent reflète donc la polarisation surfacique du stator réel et doit être contrôlée, de même que la polarisation du rotor. On peut se donner une amplitude limite J de la polarisation à ne pas dépasser. Un développement limité au premier ordre en e/R des équations (16.18) et (16.19) nous donne alors :

$$J_R = J_S = (R/e) (J_{CS} + J_{CR}) < J \quad (16.22)$$

On peut illustrer la manière d'optimiser le choix des différents paramètres par le calcul semi-quantitatif du couple maximum fourni par la machine, obtenu pour $\phi = \pi/2$; l'équation (16.22) donne comme condition limite :

$$(R/e)^2 (J_{CS}^2 + J_{CR}^2) = J^2 \quad (16.23)$$

On ne peut atteindre cette condition limite que sur les machines d'une certaine taille : sur les petites machines ($P \leq 1$ kW), on ne peut pas loger assez d'ampère-tours pour atteindre des niveaux d'induction très élevés : 0,5 T à 0,6 T constitue un niveau d'induction courant, obtenu avec un entrefer aussi faible que possible en accord avec le constat énoncé plus haut. Sur les machines plus volumineuses, on doit prendre garde à respecter le critère (16.23), de sorte qu'en posant $J_{CS} = \lambda J_{CR}$, les équations (16.21) et (16.23) donnent : $\Gamma_{\text{max}} = (V_{\text{rotor}} e J^2 / \mu_0 R) [\lambda / (1 + \lambda^2)]$

Pour une machine d'encombrement donné, l'augmentation du couple ne peut donc se réaliser qu'en augmentant l'entrefer, et le couple volumique maximum est observé lorsque $J_{CR} = J_{CS}$. L'exemple des deux machines synchrones triphasées tournant à 3000 tr/mn [33], décrites dans le tableau 16.9, illustre la validité de ces principes.

Tableau 16.9 - Comparaison de deux alternateurs

P (MW)	P/(S _{rot} L _a) (MWm ⁻³)	e/R _{rot}	I _n (A)	J _n (A)	λ
293	72	0.15	9951	2187	1.03
900	120	0.20	24056	6172	1.04

Il s'agit de machines synchrones bipolaires à pôles lisses utilisées en alternateurs. P = puissance de l'alternateur ; S_{rot} = section rotor ; L_a = longueur active stator ; e = entrefer ; R_{rot} = rayon du rotor ; I_n = courant de phase nominal ; J_n = courant rotorique nominal.

7.2.3. Les grandes classes de machines

Nous avons vu la manière d'utiliser les interactions magnétiques pour engendrer un couple moteur. Pour obtenir une rotation permanente du rotor, on doit maintenir le décalage angulaire des champs.

Une première solution consiste à engendrer un champ statorique tournant, généralement réalisé au moyen d'un système de trois enroulements triphasés correctement disposés. Le rotor peut être alimenté par un courant continu. Dans ce cas, la machine

adopte en régime permanent une vitesse de rotation égale à la vitesse de rotation du champ statorique, elle-même proportionnelle à la fréquence des courants statoriques. On dit qu'on a une *machine synchrone*, dont la caractéristique essentielle est que sa vitesse de rotation est indépendante de la charge. Cette propriété est mise à profit pour la production d'électricité, et c'est dans cette classe que l'on trouve les machines les plus puissantes : les turboalternateurs utilisés dans les centrales de production nucléaire (voir figure 16.29).

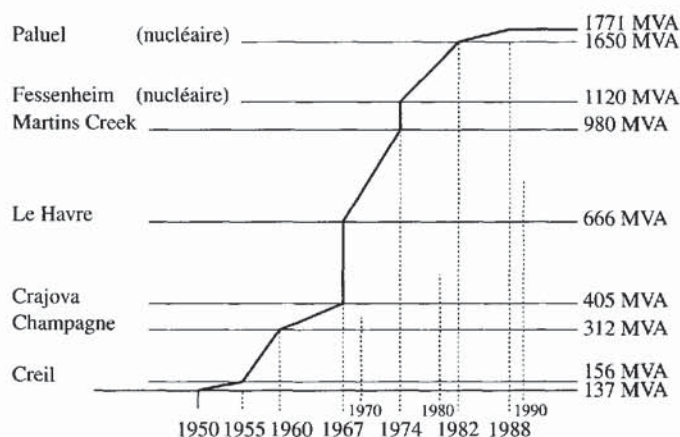


Figure 16.29 - Evolution de la puissance unitaire des turboalternateurs [34]

On peut, en conservant le principe du champ tournant statorique, choisir de refermer le bobinage rotorique sur lui-même. C'est la rotation du champ statorique qui induit dans l'enroulement rotorique un courant de réaction. Ici, le rotor ne tourne pas à la vitesse du champ statorique, et c'est le couple résistant qui détermine en régime permanent l'écart de vitesse, qui n'excède jamais quelques pour cents. Cela constitue une *machine asynchrone*, très répandue pour toutes les applications moteur usuelles, aussi bien pour la petite puissance (dès 10 W) que pour de grandes installations (jusqu'à 25 MW), en raison de sa grande robustesse, son coût de fabrication imbattable et sa mise en œuvre plus aisée que celle de la machine synchrone.

La stratégie d'établissement des champs est très différente dans les machines à courant continu. Ici le champ statorique ne tourne pas : il est créé par des enroulements alimentés en courant continu, ou bien par des aimants. On maintient le décalage angulaire entre champs rotorique et statorique en modifiant, en fonction de la position du rotor, le système de courants alimentant les spires rotoriques. Cette opération s'effectue par l'intermédiaire d'un collecteur, organe solidaire du rotor et constitué de multiples lames conductrices, délicat de réalisation et d'usure rapide. Une machine à courant continu est donc coûteuse à fabriquer (2 à 2,5 fois le prix d'une machine asynchrone de même puissance), et nécessite un entretien attentif. Ces inconvénients sont compensés par une plage de fonctionnement à vitesse variable, et on les emploie dans le domaine de la traction électrique, pour les entraînements des laminoirs en sidérurgie, et dans de nombreux appareils d'usage courant (électronique de loisirs,

automobile ...). Notons que leur utilisation dans le domaine des grandes puissances tend à diminuer, dans la mesure où les alimentations de puissance à fréquence variable permettent, moyennant des asservissements plus ou moins sophistiqués, d'utiliser les machines synchrones et asynchrones dans les applications à vitesse variable telles que la traction ferroviaire par exemple.

7.2.4. Matériaux magnétiques doux utilisés dans les machines tournantes

On réalise généralement noyau rotorique et culasse statorique sous forme d'empilements de tôles magnétiques (réf. [30], p. 223). Cette disposition permet, comme pour les transformateurs, de limiter le développement des courants induits par les variations de flux (pour plus de détails, on se reportera au § 2.3 de ce chapitre). Ce choix résulte également de considérations de production, l'empilage d'un nombre variable de tôles permettant la réalisation de machines de longueurs différentes et donc de puissances différentes sans modification notable de la chaîne de production.

Le domaine des petites machines ($P < 1 \text{ kW}$) échappe à ces règles simples, dans la mesure où le critère du moindre coût par exemple conduit parfois à des solutions magnétiquement dégradées. On trouve dans cette catégorie des circuits magnétiques obtenus par compactage de poudres de fer et de perméabilité relative moindre que celle des tôles magnétiques (typiquement 100 à comparer à 1 000).

Les rotors des gros turboalternateurs de production échappent également à ces règles et ils sont fabriqués sous forme massive pour plusieurs raisons :

- ♦ d'une part, le rotor d'une machine synchrone voit un champ fixe, puisqu'il tourne à la même vitesse que le champ statorique. En fait, on ne peut éviter la présence de champs tournants harmoniques parasites, mais ceux-ci, sur les machines assez grosses, sont écrantés à la surface du rotor par un dispositif amortisseur constitué de barres conductrices court-circuitées. Le développement de courants induits dans la masse du rotor n'est donc pas à craindre.
- ♦ d'autre part, les considérations de résistance mécanique deviennent critiques pour ces machines : à 3 600 tr/min, vitesse de rotation d'une machine synchrone bipolaire alimentée en 60 Hz, le diamètre du rotor est limité à 1,2 m à cause de la force centrifuge qui tend à le faire éclater ; à titre indicatif, les organes périphériques sont soumis dans ces conditions à une accélération supérieure à 8 000 g. C'est donc finalement la longueur de la machine qui conditionnera sa puissance : la longueur d'un turboalternateur de 600 MW tournant à 3 000 tr/mn sera de 6 m dans sa partie active, soit 11 m entre les paliers. Compte tenu des valeurs élevées de la vitesse de rotation et du rapport longueur/diamètre, on obtient des vitesses critiques (résonances) assez basses (700 tr/mn et 2 400 tr/mn pour les deux premières vitesses critiques dans l'exemple précité) qui imposent un équilibrage rigoureux de la machine [35].

Ces différentes contraintes conduisent à réaliser les rotors sous forme d'une pièce de forge monobloc, les techniques modernes de coulée permettant d'obtenir une limite d'élasticité de l'ordre de 650 à 750 N/mm², à partir d'aciers alliés au nickel-chrome-molybdène. Les rotors les plus volumineux se trouvent sur les turboalternateurs à 4 pôles de centrales nucléaires (230 tonnes pour une machine de 1 500 MW).

8. LES ACTIONNEURS

Le monde des actionneurs recouvre toutes les applications où la réponse de l'induit s'accompagne d'un mouvement dont les caractéristiques propres sont au moins aussi importantes que l'aspect énergétique. On peut proposer deux grandes classes d'actionneurs, liées à la fonction qui prédomine :

- ♦ précision de la position finale de la pièce mobile, pour les applications liées à la robotique (machines pas à pas), à l'horlogerie (mécanismes de montres), etc.
- ♦ performances dynamiques, pour les applications liées à la commande électrique (relais, disjoncteurs), à la haute-fidélité (actionneurs de haut-parleurs), etc.

Dans le premier cas, les performances de la machine sont essentiellement déterminées par sa structure, plus que par le matériau lui-même. On utilisera donc essentiellement des circuits magnétique en Fe-Si. Dans la deuxième classe, on cherche à minimiser les temps de réponse. Pour des applications qui ne sont pas trop critiques (relais ...), on garde un circuit magnétique Fe-Si.

Une recherche de performances plus précises peut amener le concepteur à diminuer l'inertie de la pièce mobile, en supprimant éventuellement le noyau magnétique doux, c'est le cas de certaines petites machines tournantes [36]. On peut encore jouer sur le matériau lui-même et choisir des circuits en ferrites.

L'actionneur peut-être de différents types :

- ♦ actionneur électromagnétique : la partie mobile est constituée d'un aimant ;
- ♦ actionneur électrodynamique : la partie mobile est bobinée, et un aimant engendre le champ créé par la partie fixe ;
- ♦ actionneur relucant : la partie mobile est constituée d'un matériau magnétique doux ; la réluctance du circuit magnétique varie avec sa position ;
- ♦ actionneur hybride : on adjoint un ou plusieurs aimants à l'actionneur relucant.

Enfin, il convient de mentionner aussi les actionneurs magnétostrictifs qui seront traités au chapitre 18.

8.1. UN EXEMPLE D'ACTIONNEUR TOURNANT : LA MACHINE PAS À PAS À RÉLUCTANCE VARIABLE

Les machines pas à pas se caractérisent par un mouvement incrémental de leur partie mobile, la position d'équilibre étant déterminée par la configuration du champ inducteur, elle-même discrétisée. L'écart entre deux positions d'équilibre successives

constitue le pas. La pièce mobile est réalisée en matériau magnétique doux avec une géométrie telle que la réluctance du circuit change avec sa position. C'est cet effet qui crée le couple. Le stator, traversé par un flux variable en direction et en amplitude, est bien évidemment feuilleté. Le rotor, comme dans une machine synchrone, tourne à la même vitesse que le champ statorique et peut être constitué d'une pièce massive.

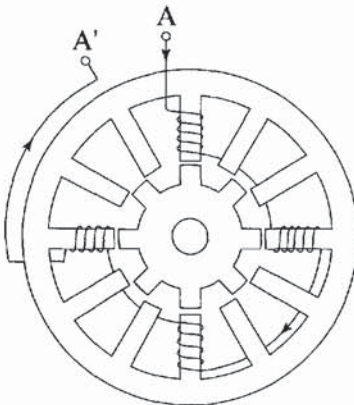


Figure 16.30 - Coupe d'un moteur réluctant pas à pas de 24 pas par tour, trois phases statoriques (une seule phase est représentée) [37]

Le caractère impulsionnel de la commande et donc du champ inducteur donne toutefois lieu à des variations de flux rotoriques et l'on recourra souvent à des structures également feuilletées afin de réduire les pertes harmoniques. Lorsque chaque phase est alimentée de façon séquentielle, le calcul du couple, mené comme on l'a fait pour les machines, conduirait à étudier l'énergie d'un système composé d'une source de type "courant" et de deux sources de type "matériau doux aimanté", rotor et stator. Malheureusement, il est impossible d'aller très loin dans le calcul à cause de l'impossibilité de déterminer simplement les aimantations statorique et rotorique, qui d'ailleurs ne sont pas uniformes, compte

tenu de la complexité des géométries. Il est alors plus avantageux de calculer l'énergie du système en imaginant un processus différent qui peut être ici :

- ◆ mise en présence du rotor, du stator et du bobinage statorique initialement parcouru par un courant nul, stator et rotor étant supposés désaimantés,
- ◆ établissement progressif du courant dans le bobinage.

La première étape nécessite une énergie nulle. L'établissement du courant requiert une quantité d'énergie fournie par le générateur qui s'écrit en fonction du flux total Φ_t et du courant i traversant le bobinage :

$$W_{\text{gen}} = \int i d\Phi_t \quad (16.24)$$

On traite ensuite le problème de manière approchée en supposant que le flux total qui traverse le bobinage est une fonction univoque du courant et de la position relative rotor-stator, décrite par exemple par un angle θ . On élimine donc l'aspect hystérétique attaché à l'état magnétique du système, ce qui permet une approche analytique plus poussée. Cette hypothèse signifie que toute l'énergie dépensée par le générateur est convertie en énergie magnétique, sans dissipation. On écrira :

$$\Phi_t = L(\theta, i) i ; E = W_{\text{gen}} = \int i d[L(\theta, i) i] \quad (16.25)$$

Si de plus nous négligeons les phénomènes de saturation, le flux devient une fonction linéaire du courant, et l'on obtient :

$$E = L(\theta) i^2 / 2 \quad (16.26)$$

La variation d'énergie du système avec l'angle θ s'écrit : $dE = (1/2) (dL/d\theta) d\theta i^2$. Par ailleurs : $dE = dW_{\text{ope}} + dW_{\text{gen}} = -\Gamma_m d\theta + (dL/d\theta) d\theta i^2$. Le couple de la machine s'en déduit : $\Gamma_m = (1/2) (dL/d\theta) i^2$.

Remarquons que, si les approximations faites permettent d'obtenir une expression compacte du couple obtenu, la difficulté évoquée plus haut reste présente, le problème étant reporté sur le calcul de l'inductance L . Les méthodes de résolution modernes font largement appel à l'ordinateur et aux techniques numériques. On peut malgré tout procéder de manière semi-analytique. Le formalisme des réluctances permet dans cette optique de représenter le circuit de rebouclage du flux par une juxtaposition d'éléments séparés, et autorise la segmentation d'un problème trop complexe pour être attaqué d'un point de vue global.

Note sur le formalisme des réluctances

La notion de réluctance magnétique \mathcal{R}_m permet d'établir de manière formelle la relation qui existe entre la force magnétomotrice \mathcal{E} engendrée par une source (circuit courant ou aimant) et le flux résultant Φ , lié à la configuration du circuit magnétique, lieu où s'épanouissent les lignes de flux. Ce formalisme (voir § 1.5 au chapitre 2) suppose que le circuit peut être décrit comme la juxtaposition de régions caractérisées par une relation linéaire entre H et B , ce coefficient de perméabilité étant variable d'une région à l'autre. Chaque région est alors appelée élément du circuit, et l'on peut définir les analogies formelles entre un circuit électrique et un circuit magnétique, telles qu'elles sont présentées dans le tableau 16.10.

Tableau 16.10 - Analogies entre circuit électrique et circuit magnétique [37]

Relation, grandeur	Circuit électrique	circuit magnétique
Champ	E	H
Réponse	j	B
Relation spécifique des matériaux	$\mathbf{j} = \rho^{-1} \mathbf{E} = \sigma \mathbf{E}$	$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$
Conservation du flux	$\text{div } \mathbf{j} = 0$	$\text{div } \mathbf{B} = 0$
Flux caractéristique	$i = \int_S \mathbf{j} dS$	$\Phi = \int_S \mathbf{B} dS$
Différence de potentiel	$u = \oint \mathbf{E} d\mathbf{l}$	$\mathcal{E} = \oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{j} dS = Ni$
Loi d'Ohm	$u = Ri$	$\mathcal{E} = \mathcal{R}_m \Phi$
Résistance, réluctance	$R = \int_C \frac{d\mathbf{l}}{\sigma S}$	$\mathcal{R}_m = \int_C \frac{d\mathbf{l}}{\mu S}$
Montages en série	$R_{\text{eq}} = \sum_k R_k$	$\mathcal{R}_{m\text{eq}} = \sum_k \mathcal{R}_{m_k}$
Montages en parallèle	$R_{\text{eq}}^{-1} = \sum_k R_k^{-1}$	$\mathcal{R}_{m\text{eq}}^{-1} = \sum_k \mathcal{R}_{m_k}^{-1}$

A titre d'exemple, on peut décrire au moyen de ce formalisme un électroaimant comportant n spires conductrices parcourues par un courant i , bobinées autour d'un circuit magnétique doux caractérisé par une perméabilité μ , une longueur l et une section S , dans lequel on a ménagé un entrefer de hauteur e . Avec l'approximation grossière qui consiste à négliger l'épanouissement des lignes de flux dans l'entrefer, on obtient facilement, en appliquant le théorème d'Ampère :

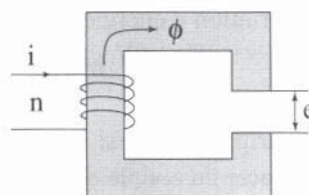


Figure 16.31 - Illustration de la notion de réluctance

$$\mathcal{E} = ni = (\mathcal{R}_f + \mathcal{R}_e) \Phi \quad (16.27)$$

où \mathcal{E} est la force magnétomotrice, Φ le flux d'induction magnétique, \mathcal{R}_f la réluctance de l'élément "fer" : $\mathcal{R}_f = l/(\mu S)$, et \mathcal{R}_e la réluctance de l'élément "entrefer" $\mathcal{R}_e = e/(\mu_0 S)$.

Remarques

- ♦ Selon la disposition des différents éléments (série ou parallèle) on peut être amené à les décrire en terme de réluctance ou de *perméance*, sa grandeur inverse ($\Lambda = 1/\mathcal{R}$).
- ♦ On peut, tout comme pour les circuits électriques associer à l'élément k la différence de potentiel $\mathcal{R}_k \Phi$. Cela est lié au fait que dans les conducteurs magnétiques à l'équilibre, le champ d'excitation H est irrotationnel, et dérive donc d'un potentiel scalaire que l'on définit à une constante près et que l'on peut noter U . La force magnétomotrice n'est donc rien d'autre que la différence de potentiel magnétique appliquée au système.
- ♦ Les surfaces équipotentielles étant normales aux lignes de flux, on définira de manière plus complète un élément du circuit comme une région de perméabilité constante, délimitée par un tube de flux et deux équipotentielles. On remarque que l'expression analytique obtenue ci-dessus pour la réluctance d'un élément s'apparente à la résistance électrique d'un conducteur cylindrique $R = \rho l/S$, et repose sur le parallélisme des lignes de flux dans l'élément. Il s'agit là d'un cas particulier et l'on peut, tout comme pour le calcul des résistances, envisager des situations différentes, la manière de procéder consistant finalement à utiliser sur l'élément en question les relations très générales :

$$\mathcal{V}_1 - \mathcal{V}_2 = \int_1^2 \mathbf{H} d\mathbf{l} ; \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} ; \Phi = \int \mathbf{B} d\mathbf{S} = \text{Cte} ; \mathcal{V}_1 - \mathcal{V}_2 = \mathcal{R} \Phi$$

- ♦ Enfin, et en accord avec la remarque précédente, il faut signaler qu'on ne peut définir les éléments que si l'on connaît la géométrie des lignes de flux, et c'est là l'une des grosses difficultés de cette approche, car l'existence de flux de fuite conduit à des situations réelles parfois très éloignées des situations simplistes traitées ci-dessus, et difficiles à appréhender de manière analytique. On est donc amené à corriger le schéma initial par l'adjonction d'éléments dont la détermination

est assez empirique (voir [37], p. 66). Notons qu'une approche rigoureuse consiste à traiter le problème dans toute sa généralité au moyen de logiciels de simulation numérique tels que *Flux2D* et *Flux3D* développés par le Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble (LEG) et commercialisés par la société Cedrat. La baisse des prix des logiciels renforce, bien évidemment, l'intérêt de cette dernière approche.

D'autre part, la perméabilité d'un milieu magnétique est elle même fonction de l'induction. Le calcul des flux impose donc en pratique un processus itératif, chaque élément étant a priori doté d'une perméabilité que l'on corrige à chaque itération en fonction des flux obtenus.

Il est possible [37] d'illustrer cette démarche dans le cas du moteur pas à pas des figures 16.32 et 16.33 : les perméances délicates à calculer correspondent aux flux de fuite associés aux sources de potentiel magnétique (branches 9 à 20), ainsi qu'à l'entrefer (branches 45 à 64). Dans ce cas, on peut représenter les lignes de champ par des segments de droite dans l'entrefer et par des arcs de cercle aboutissant sur les dents du rotor et du stator, ce qui rend possible une résolution analytique.

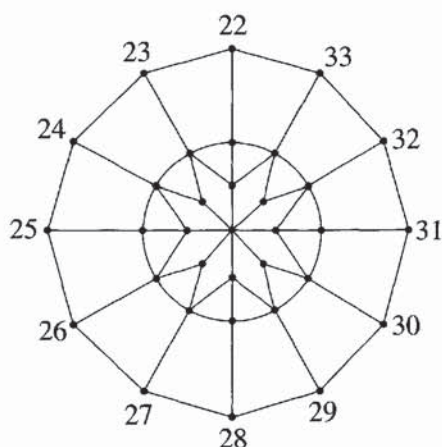
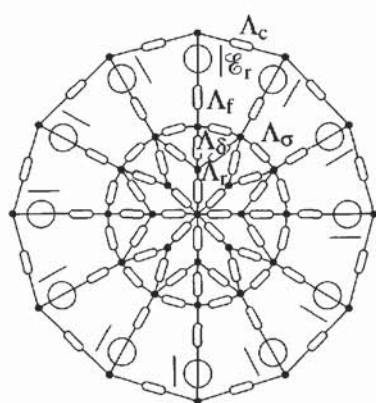


Figure 16.32 - Schéma équivalent formel du moteur pas à pas de la figure 16.30 [37]

Λ_c : perméance culasse stator ; Λ_f : perméance dent stator ; Λ_δ : perméance entrefer ;
 Λ_r : perméance dent rotor ; Λ_σ = perméance de fuite entre deux dents du stator.

Les perméances étant calculées, la résolution du circuit ne pose aucun problème et s'effectue à l'aide de logiciels spécialisés. Il faut absolument tenir compte des effets de saturation au niveau de la modélisation (référence [37], p. 247). Ceux-ci interviennent essentiellement au niveau des dents et l'on peut essayer d'en rendre compte en affectant les éléments "dents" d'un coefficient de perméabilité dégradée.

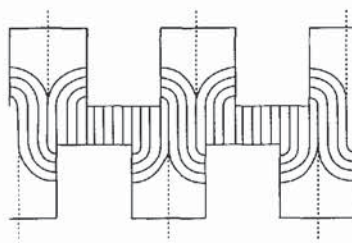
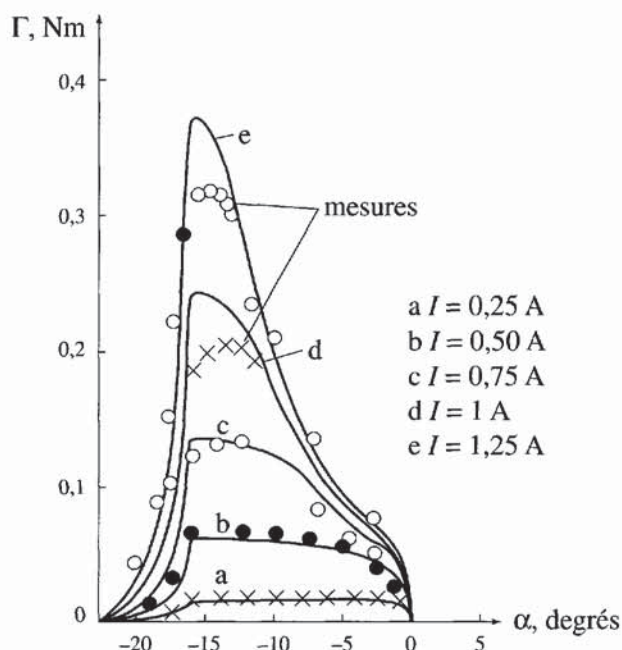


Figure 16.33 - Approximation des lignes de champ dans l'entrefer [37]



La figure 16.34 trahit le caractère incomplet de cette approche, la dent étant elle-même aimantée de manière inhomogène, donnant lieu à des effets de saturation locale.

Figure 16.34
Caractéristiques de couple statique pour différents courants avec une approche globale de la saturation [37]

α représente le décalage angulaire entre une dent du rotor et une dent du stator

Une prise en compte plus précise de ces effets locaux conduit à multiplier le nombre d'éléments définissant le problème (figure 16.35). On aboutit malheureusement assez vite à un nombre d'éléments très grand, ce qui alourdit d'autant la résolution.

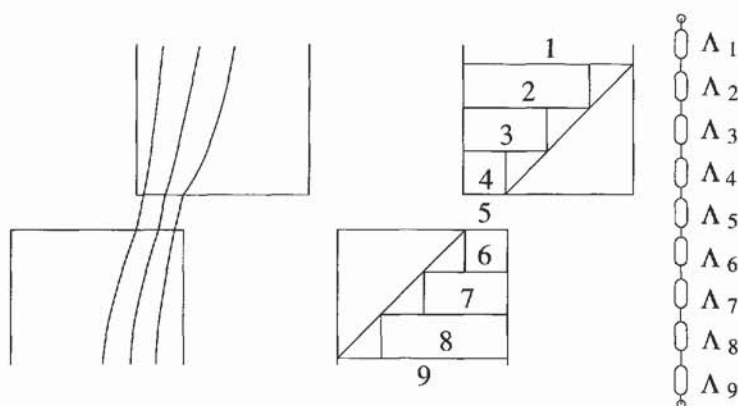


Figure 16.35 - Phénomène de concentration des lignes de champ associé à un décalage des dents [37] : modélisation par décomposition en zones de même perméabilité

L'étude de la machine pas à pas permet finalement de dégager quelques caractères généraux associés aux systèmes reluctants :

- ♦ le couple, ou la force, étant proportionnel au carré du courant, il n'y a pas linéarité de la conversion électromécanique et le système se prête mal à des fonctions de transmission de l'information analogique (comme le haut-parleur par exemple).
- ♦ pour obtenir un couple important, on doit réaliser les circuits de manière à avoir de grandes variations d'inductance. Il s'ensuit donc de grandes variations de flux et

des phénomènes de saturation locale déterminants sur l'amplitude des forces et couples et difficiles à prendre en compte. Ces systèmes apparaissent finalement plus difficiles à traiter que les machines classiques. On trouvera dans la référence [37] de nombreux autres exemples d'actionneurs.

8.2. CRITÈRES DE CHOIX, ORDRES DE GRANDEURS

Comme indiqué ci-dessus, la fonction de l'actionneur peut guider certains choix, le prix de revient également, mais c'est la taille de l'actionneur qui constitue souvent un élément déterminant dans le choix de la technologie : le couple ou la force résultant de la variation de l'énergie du système avec la position, on recherchera pour les petits actionneurs les sources permettant d'optimiser la densité d'énergie magnétique stockée, c'est-à-dire les systèmes à aimants.

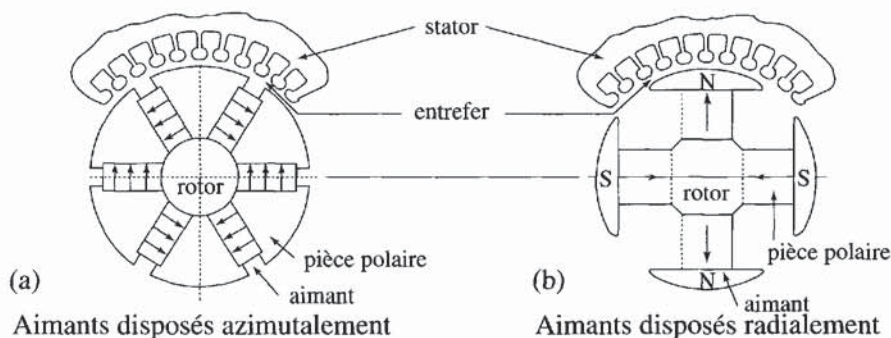


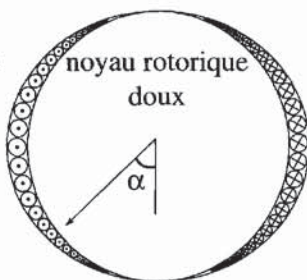
Figure 16.36 - Structure d'un moteur synchrone à aimants [36]

Pour déterminer un ordre de grandeur de la taille caractéristique en deçà de laquelle la solution à aimants est plus avantageuse, on peut considérer un cylindre infini, de rayon R , constitué d'un matériau magnétique infiniment doux. Ce cylindre, mobile autour de son axe, est équipé d'un système de champ bipolaire qui peut être une couronne d'aimants périphériques, censée modéliser une disposition de type figure 6.36-b, ou encore un bobinage parcouru par une densité surfacique de courant j_s comme au § 7.2.2, réalisant une aimantation équivalente $J_C = \mu_0 j_s$ (figure 16.37).

Densité de courant surfacique $j_s \sin \alpha$

$$j_s = j e_c$$

e_c = épaisseur
du bobinage



Couronne d'aimantation J_a

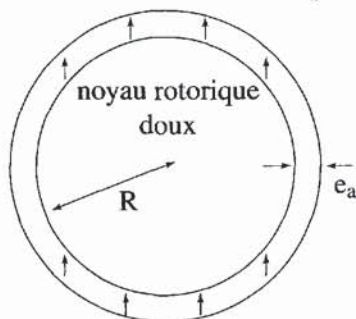


Figure 16.37 - Comparaison de la solution à aimants et de la solution bobinée

On considérera de manière optimiste que la géométrie du stator est telle qu'en position d'équilibre, repérée par l'angle rotorique $\theta = 0$, l'énergie du système de champ est nulle et que dans la position d'énergie maximale ($\theta = \pi/4$), le flux rotorique se reboucle entièrement par l'air.

En désignant par E l'énergie linéique maximale du système, le couple linéique moyen s'écrira : $\Gamma = 4E/\pi$. Les considérations développées au § 7.2.2 nous donnent pour le système bobiné, marqué de l'indice "c" :

$$\Gamma_c = \frac{J_c^2}{\mu_0} R^2 = \mu_0 j_s^2 R^2 = \mu_0 j^2 e_c^2 R^2 \quad (16.28)$$

j représente la densité volumique de courant circulant dans le bobinage d'épaisseur e_c et équivalente à la densité surfacique de courant j_s .

L'étude analytique du système aimanté est plus complexe que l'étude du système bobiné. On supposera que les aimants réalisent une polarisation uniforme J_a dans une couronne d'épaisseur e_a . Le couple moyen s'écrit alors :

$$\Gamma_a = (J_a^2/\mu_0) 2 R e_a \quad (16.29)$$

Pour comparer les solutions, on peut retenir les valeurs typiques de la petite électrotechnique ($P < 1 \text{ kW}$) : $j = 20 \text{ A/mm}^2$ (référence [30], p. 224), $e_c = 8 \text{ mm}$, $J_a = 0,4 \text{ T}$ (aimants ferrites bon marché), $e_a = 5 \text{ mm}$.

On constate que la solution à base d'aimants devient avantageuse pour des rotors de rayon inférieur à 4 cm.

Remarque

La densité de courant que l'on a considérée pour le calcul du couple fourni par la machine reluctante peut paraître élevée. On admet en effet généralement qu'un conducteur de cuivre au sein d'un bobinage sans ventilation supporte une densité de courant de 3 à 5 A/mm². Le choix de densités de courant importantes se justifie par l'étude des lois de similitude, qui permettent de définir l'évolution des paramètres clefs (rendement, échauffement, puissance volumique ...) avec la taille de la machine pour des transformations homothétiques.

A titre d'exemple, on peut se focaliser sur le problème de l'échauffement, dont la limite admissible est déterminée par la tenue thermique des isolants, donc constante pour deux machines réalisées avec les mêmes matériaux. Pour les petites machines, l'échauffement prend principalement son origine dans les pertes Joule, et l'échange de chaleur se fait essentiellement par convection. On obtient alors, avec un coefficient de convection α caractéristique de la surface extérieure du système :

$$\Delta T = \rho j^2 V / \alpha A \quad (16.30)$$

ΔT représente la différence de température entre la machine et le milieu extérieur, V le volume des bobinages, j la densité volumique de courant, ρ la résistivité, A l'aire de la surface d'échange.

On peut choisir d'exprimer des grandeurs relatives, déterminées par rapport à une machine de référence. On marquera ces grandeurs d'une astérisque afin de limiter les risques de confusion avec les grandeurs réelles. Seuls interviennent donc les paramètres susceptibles de varier avec la taille de la machine. En unités réduites, l'équation (16.30) s'exprime ainsi :

$$(\Delta T)^* = (j^*)^2 l^* \quad (16.31)$$

où l^* est la dimension réduite.

Pour maintenir constant l'échauffement, on imposera donc : $j^* = \sqrt{1/l^*}$, ce qui justifie l'augmentation de la densité de courant sur les machines de petites tailles. On montre alors (référence [37], p. 94) que la puissance mécanique P_m et l'induction B évoluent selon :

$$(P_m)^* = (l^*)^4 \quad \text{et} \quad (B)^* = \sqrt{l^*} \quad (16.32)$$

Il apparaît ainsi que la réduction de la taille s'accompagne d'une baisse de l'induction, en sorte que le circuit magnétique est sous-utilisé. Dans les machines réluctantes de petites tailles, on choisira donc d'augmenter la proportion des enroulements au détriment du circuit magnétique (référence [30] p. 224).

C'est donc seulement après une étude détaillée des lois de similitude que l'on pourra optimiser les différents types de machines et choisir la technologie la mieux adaptée. On trouvera dans la référence [37] une étude approfondie des lois de similitude appliquées aux systèmes réluctants et polarisés.

9. LA TRANSFORMATION DE L'ÉNERGIE EN ÉLECTRONIQUE DE PUISSANCE

Les composants magnétiques utilisés en électronique de puissance réalisent les fonctions de lissage, transformation, accumulation d'énergie, interfacement commande-puissance (transformateurs d'impulsions, amplificateurs magnétiques), etc.

9.1. LES INDUCTANCES DE LISSAGE ET LES COMPOSANTS À ACCUMULATION D'ÉNERGIE INDUCTIVE

Les inductances de lissage protègent le réseau de distribution des harmoniques engendrées par une installation de puissance polluante, ou encore interviennent au niveau aval d'une installation d'alimentation électrique (hacheur, onduleur, redresseur ...), pour garantir à l'utilisateur une source d'énergie propre.

Si les ondulations à filtrer sont de basse fréquence (harmoniques du 50 Hz), le bobinage est généralement réalisé sur un noyau de tôles de Fe-Si non orienté. En caractérisant le matériau par sa perméabilité moyenne $\mu = \Delta B / \Delta H$, obtenue pour une amplitude de variation du courant ΔI , on obtient avec cette disposition une inductance

$L = \mu n^2 S / l$, où n , S et l désignent respectivement le nombre de spires de l'enroulement, la section et la longueur du circuit magnétique.

On remarque que la valeur de l'inductance est directement liée à la perméabilité, elle-même fonction de ΔH , donc de ΔI . L est donc mal définie et c'est pourquoi on ménage au niveau du circuit magnétique un entrefer (figure 16.38) qui, en introduisant des champs démagnétisants, limite les risques de saturation du noyau et permet au concepteur de réduire sa section.

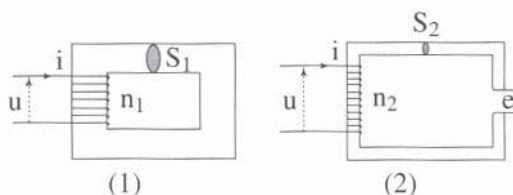


Figure 16.38 - Un entrefer permet de réduire la section du noyau d'une inductance de lissage [38]

On augmente conjointement le nombre de spires de l'enroulement, l'optimum étant déterminé par des considérations de dissipation (référence [38] p. 525). La perméabilité apparente du circuit s'écrit alors, dans une première approximation : $\mu = \mu_0 l / e$, où e désigne la valeur de l'entrefer, de sorte que l'inductance s'écrit finalement $L = \mu_0 n^2 S / e$. La valeur de l'inductance est ainsi déterminée uniquement par la taille, le nombre de spires et la géométrie du circuit.

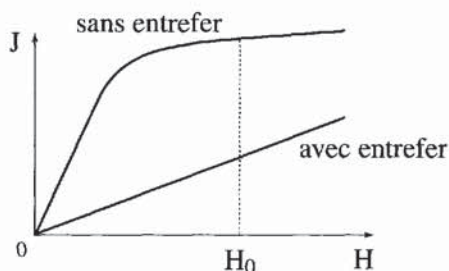


Figure 16.39 - Effet de l'entrefer sur le déplacement du point de fonctionnement du matériau

Dans les circuits destinés à travailler sous un courant moyen non nul, c'est la perméabilité différentielle qui compte et la nécessité d'un entrefer est encore plus critique car il permet de déplacer le point de fonctionnement moyen du circuit magnétique dans une zone non saturée (figure 16.39).

On retrouve la même technologie pour les composants à accumulation inductive utilisés dans les alimentations à découpage de type *fly-back*. Le composant essentiel de ces alimentations est le transformateur, qui fonctionne de manière un peu spéciale, puisque les enroulements ne sont pas parcourus simultanément par du courant.

En fait, le bobinage primaire emmagasine d'abord de l'énergie magnétique, restituée ensuite par le bobinage secondaire. Cette fonction de stockage est d'autant mieux réalisée que la valeur de l'inductance associée au circuit magnétique est faible. En effet, on peut considérer une bobine alimentée par un échelon de tension U pendant une durée T limitée par la fréquence de hachage. En supposant que le courant initial

dans le bobinage est nul, l'énergie stockée s'écrit : $E = U^2 T^2 / 2L$, elle est inversement proportionnelle à l'inductance.

Afin de limiter l'inductance du composant, on ménagera, comme pour les inductances de lissage, un entrefer sur le circuit magnétique.

9.2. CONTRAINTES LIÉES À LA HAUTE FRÉQUENCE

L'augmentation des fréquences de travail permet, pour un niveau de tension donné, de réduire la section des circuits magnétiques et donc d'augmenter la puissance massique des installations. Elle permet également de diminuer le volume des composants de filtrage [39] et c'est dans le domaine des alimentations électriques basées sur le hachage (hacheurs, alimentations à découpage) que l'on trouve les sollicitations les plus extrêmes, avec des fréquences de travail comprises entre 20 kHz et quelques MHz.

C'est ici que s'expriment le mieux les matériaux à base de ferrites doux de type Mn-Zn (voir § 4 de ce chapitre et chapitre 17), dont la faible aimantation à saturation (typiquement 0,4 T) est compensée par la grande résistivité (typiquement quelques $\Omega \cdot m$). Ces ferrites couvrent ainsi un domaine d'utilisation allant de 1 kHz à plusieurs centaines de kHz.

Pour les alimentations à découpage fonctionnant aux fréquences les plus élevées (typiquement le MHz), on utilise plutôt des matériaux à entrefer réparti [40, 41]. En effet, les inductances de résonance ont ici des valeurs relativement faibles (typiquement 1 à 10 μH) qui nécessitent, au niveau d'un circuit magnétique réalisé avec un matériau à haute perméabilité de type ferrite, un entrefer important. Cet entrefer introduit un rayonnement nuisible pour les composants voisins, et encore plus pour le bobinage de l'inductance dont les spires situées à proximité de l'entrefer voient des tensions induites suffisamment élevées pour provoquer des échauffements capables de détruire l'isolant du fil bobiné et donc l'inductance (figure 16.40).

Plus généralement, les poudres compactées sont envisageables dès qu'il s'agit de réaliser des inductances de faibles valeurs. On procède par compactage de particules magnétiquement douces au sein d'une matrice non magnétique. Les charges magnétiques qui apparaissent au niveau de l'interface particule / matrice garantissent une perméabilité relative faible du matériau compacté, de sorte que l'entrefer est ici inutile. D'autre part, on prend soin d'isoler électriquement les particules les unes des autres, de manière à minimiser le développement des courants induits : les particules peuvent alors être constituées de matériau à haute aimantation à saturation comme le fer et ses alliages. L'isolation électrique est assurée par le liant (compactage de poudres de fer) et très souvent complétée par l'isolation des particules elles-mêmes (fer carbonyle). Précisons que le domaine

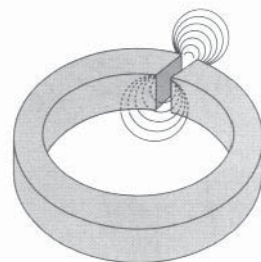


Figure 16.40
Rayonnement induit au niveau de l'entrefer [40]

d'utilisation en température de ces poudres est essentiellement déterminé par la tenue thermique du liant organique et est typiquement limité à l'intervalle $[-55^{\circ}\text{C}, 125^{\circ}\text{C}]$.

Il existe une grande variété de nuances de poudres ; le tableau 16.11 présente les caractéristiques d'un certain nombre d'entre elles.

Tableau 16.11 - Caractéristiques de quelques matériaux compactés

Nature de la poudre	J_{sat} (T)	μ_r	T_C ($^{\circ}\text{C}$)	ρ ($\Omega\cdot\text{m}$)
Fer*	1 à 1,4	40 à 100	760	10^{-2}
Fer carbonyl *	1,6	11 à 25	750	$> 5 \cdot 10^5$
Fe₅₀Ni₅₀ **	1,5	14 à 160	450	
Fe₁₇Ni₈₁Mo₂ **	0,7	14 à 550	450	
amorphe base Fe**	1,5		392	

* : Documentation Saphir. ** : Documentation FEE.

9.3. L'INTERFAÇAGE COMMANDE-PUISSANCE

Dans les convertisseurs statiques, on s'efforce d'isoler électriquement la partie commande de la partie puissance par l'intermédiaire de transformateurs d'impulsions. Ceux-ci sont caractérisés par deux paramètres importants [42] : la durée maximale d'impulsion et le temps de réponse.

9.3.1. La durée maximale d'impulsion

Le circuit magnétique dont l'enroulement primaire est soumis à l'échelon de tension E est en effet traversé par un flux d'induction Φ tel que $n_1 [\Phi(t) - \Phi(0)] = E t$.

La tension secondaire s'écrit $U_2 = n_2 (d\Phi/dt) = (n_2/n_1) E$ tant que le circuit magnétique n'est pas saturé. Ensuite, la tension secondaire devient nulle.

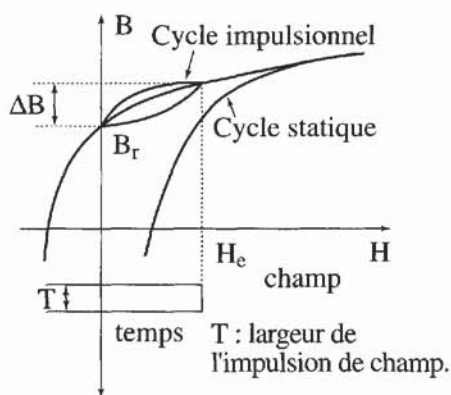


Figure 16.41 - Cycle impulsif [43]

De plus, l'impulsion est généralement unipolaire de sorte que l'état d'aimantation correspondant à l'instant initial est l'aimantation rémanente (figure 16.41).

Le temps pendant lequel l'impulsion est transmise est donc d'autant plus grand que la quantité $B_s - B_r$ est importante et on utilise donc des circuits magnétiques réalisant des cycles couchés (voir le § 3 de ce chapitre et le tableau 16.12).

9.3.2. Temps de réponse

Le deuxième paramètre important est le temps de réponse défini comme le temps nécessaire à la croissance de la tension secondaire entre 10% et 90% de la valeur finale sur une tension d'attaque de type échelon. Ce temps de réponse doit être naturellement le plus faible possible. Il est essentiellement conditionné par les inductances de fuite primaire/secondaire, ce qui impose donc un bobinage soigné du transformateur. Les temps de montée obtenus sont typiquement de l'ordre de 0,1 à 0,3 μs [42].

Tableau 16.12 - Caractéristiques magnétiques de quelques alliages à cycle d'hystérésis couché [43]

Composition nominale % masse	J_s T	H_c Am^{-1}	$\Delta B = B_m - B_r$ T	μ_Δ^*
Fe35 - Ni65	1,25	3	0,9	4 000
Fe45 - Ni55	1,5	10	1,2	5 000
Fe20 - Ni80	0,3	1,5	0,5	10 000

* La perméabilité impulsionnelle $\mu_\Delta = (\mu_0)^{-1}(\Delta B / \Delta H)$ est mesurée avec des impulsions rectangulaires de champ de 10 μs de largeur.

Ces alliages se présentent en bandes d'épaisseur 0,05 mm.

9.3.3. Remarque sur l'interrupteur statique

Les convertisseurs statiques font largement appel à des composants de puissance (thyristors, transistors ...) qui, intégrés dans des montages plus ou moins complexes, jouent le rôle d'interrupteurs statiques. Une méthode alternative consiste à employer des amplificateurs magnétiques. Ceux-ci sont constitués d'une inductance placée en série avec la charge du circuit puissance alimenté en courant alternatif (voir la référence [38] p. 544, et la référence [44]).

L'impédance de l'inductance étant très supérieure à celle de la charge Z , on annule la tension appliquée à la charge par effet diviseur. Un enroulement auxiliaire, alimenté en continu, permet de déplacer le point de fonctionnement du circuit magnétique dans une zone saturée et d'annuler l'effet diviseur. On choisit pour ces composants des matériaux à cycle rectangulaire qui autorisent une transition quasi-instantanée entre les deux états ouvert/fermé.

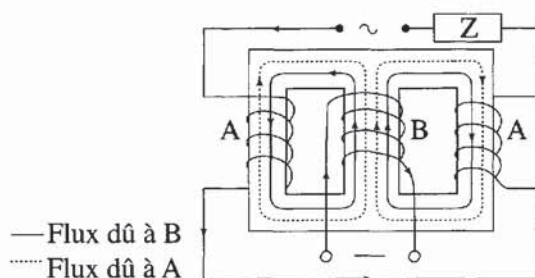


Figure 16.42 - Principe de l'amplificateur magnétique [38]

On trouvera dans le tableau 16.13 les caractéristiques de quelques alliages à cycles rectangulaires.

Tableau 16.13 - Caractéristiques magnétiques de quelques alliages à cycle d'hystérésis rectangulaire [43]

Composition % masse	Appellation française	B_r/B_m	J_s T	H_c $A \cdot m^{-1}$	μ_{max}
Fe50 - Ni50	Rectimphy	0,97	1,5	9	100 000
Fe15 - Ni80 - Mo5	Pulsimphy	0,95	0,8	1,5	100 000
Fe49 - Co49 - V2	Phymax	0,92	2,35	20	50 000
Fe3%Si / Goss	...	0,90	2,0	9	70 000

EXERCICE : ÉTUDE D'UN DISPOSITIF STABILISATEUR DE TENSION UTILISANT UNE INDUCTANCE SATURABLE

Les caractères minuscules désignent les valeurs instantanées des grandeurs électriques, les caractères majuscules désignent les valeurs efficaces. Les grandeurs complexes sont surmontées d'une barre horizontale.

On désire s'affranchir des fluctuations de l'amplitude efficace U_r de la tension d'alimentation au niveau d'une charge d'impédance Z . On se propose pour cela de réaliser le circuit ci-dessous, où la charge est alimentée par l'intermédiaire d'un circuit "bouchon" $L // C$ connecté à un transformateur de rapport de transformation $n_1/n_2 = 1$. La tension d'alimentation u_r est appliquée au circuit bouchon.

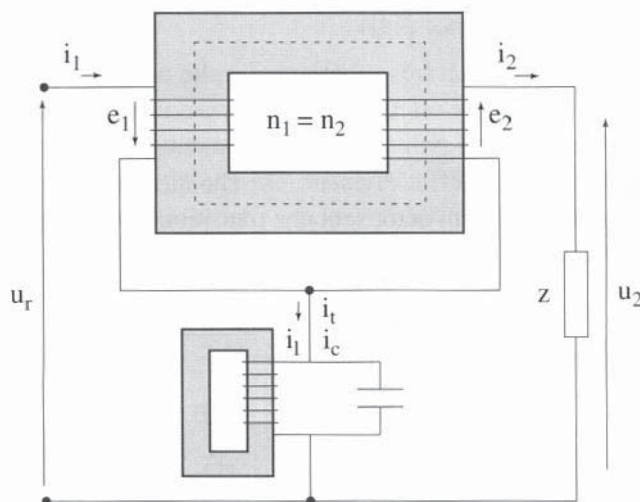


Figure 16.43 - Stabilisateur de tension

E.1. ÉTUDE DE L'APPLICATION, D'APRÈS [45]

On se bornera ici à l'étude de l'effet stabilisateur de notre montage dans le fonctionnement à vide, c'est-à-dire en déconnectant la charge. ($i_2 = 0$, $i_1 = i_L$).

E.1.1. Conditions nominales

Déterminer la relation vérifiée par L et C pour que i_1 soit nul pour une tension d'alimentation d'amplitude efficace nominale $U_m = 220$ V. On dit que le circuit bouchon travaille alors à l'anti-résonance.

N.B. - on rappelle les expressions de l'impédance d'une inductance L et d'une capacité C alimentées par une onde de pulsation ω : $Z_L = jL\omega$, $Z_C = 1/(jC\omega)$, $j^2 = -1$.

Le circuit magnétique de l'inductance L est susceptible de se saturer, de sorte que la valeur de L est fonction du courant i_L . On caractérise la fonction $I_L(U_r)$ de manière approchée par deux segments de droite représentant le fonctionnement pour le circuit magnétique non saturé et le fonctionnement pour le circuit magnétique saturé :

$U_r = 0$	$U_r = 190$ V	$U_r = 250$ V
$I_L = 0$	$I_L = 0,075$ A	$I_L = 0,615$ A

Déterminer la valeur de l'inductance nominale L_n pour la tension U_m et en déduire la valeur de C pour que soit vérifiée la condition ci-dessus ($f = \omega/(2\pi) = 50$ Hz).

Que vaut alors la valeur efficace U_2 de la tension u_2 ?

E.1.2. Étude de l'effet d'une fluctuation de tension ΔU_r

Déterminer la variation ΔI_L associée à une variation ΔU_r d'amplitude inférieure à 30 V.

Déterminer de même ΔI_C et montrer, en s'aidant éventuellement d'une construction de Fresnel, que l'on a finalement $\bar{I}_1 = j(C\omega - 9 \times 10^{-3})\Delta \bar{U}_r$.

Le courant i_1 provoque l'aimantation du circuit du transformateur. En désignant par L_{tr} l'inductance du transformateur vu du primaire dans son fonctionnement à vide, exprimer la valeur de \bar{E}_1 , et montrer en tenant compte des sens de bobinages que l'on a finalement $\bar{E}_2 = -j L_{tr}\omega \bar{I}_1$ (on néglige ici les flux de fuites entre bobinage primaire et bobinage secondaire). En déduire la valeur de L_{tr} pour conserver $U_2 = U_{2n}$.

E.2. RÉALISATION DE L'INDUCTANCE SATURABLE

On utilise pour réaliser le circuit magnétique de l'inductance des tôles de FeSi non orientées dont on a tracé sur la figure 16.44 la courbe $B_{max}(H_{max})$ pour une fréquence d'aimantation de 50 Hz. On trouve également, superposées en unités réduites, la courbe $U_r(I_L)$ de l'inductance et la courbe $B_{max}(H_{max})$ du matériau sur la figure 16.45.

Déterminer en fonctionnement nominal ($U_m = 220$ V) le point de fonctionnement (H_{maxn} , B_{maxn}) du matériau à l'aide des courbes fournies.

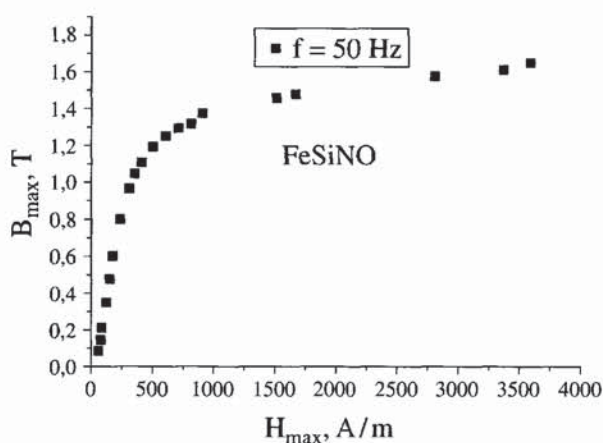


Figure 16.44 - Courbe $B_{\max}(H_{\max})$ de tôles FeSiNO

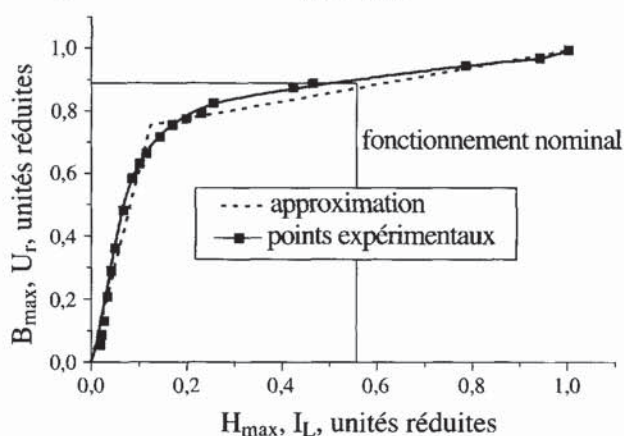


Figure 16.45 - Courbe précédente en variables réduites : $B_{\max}(H_{\max})$ et $U_r(I_L)$

Le circuit magnétique de la self saturable est réalisé suivant le schéma 16.46.

On s'intéresse au fonctionnement sous conditions nominales ($U_{rn} = 220$ V, $I_{Ln} = 0,345$ A). La section des différentes branches est établie de manière à ce que le matériau magnétique travaille partout à la même induction maximum $B_{\max n}$.

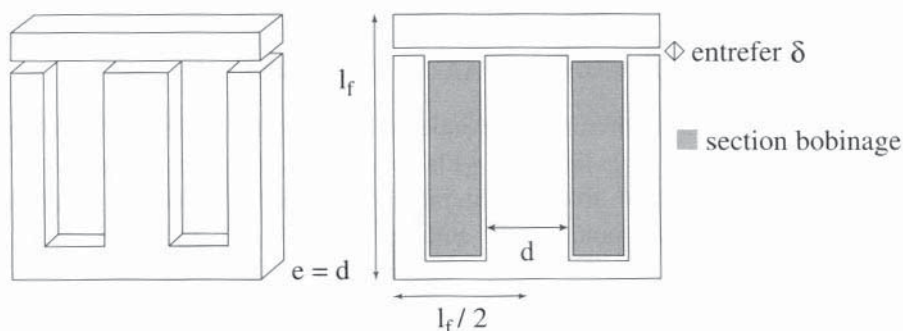


Figure 16.46 - Circuit magnétique de la self saturable

En utilisant la loi de Faraday et le théorème d'Ampère, établir le système d'équations :

$$U_m \sqrt{2} = n S_f \omega B_{\max} \quad S_f = d e = d^2 \quad (1)$$

$$B_{\max} \frac{3 l_f}{\mu_v} (1 + \lambda) = n I_{L_n} \sqrt{2} \quad \lambda = \frac{2 \delta \mu_n}{3 l_f \mu_0} \quad \mu_n = B_{\max} / H_{\max} \quad (2)$$

L'analyse expérimentale des pertes dissipées dans le fer montre qu'à 50 Hz, celles-ci s'expriment par les lois :

$$\begin{aligned} B_{\max} < 1,2 \text{ T} & \quad P_1 = 3,40 B_{\max}^{1.76} \text{ W / kg} \\ 1,2 \text{ T} < B_{\max} < 1,7 \text{ T} & \quad P_2 = 2.43 B_{\max}^{3.68} \text{ W / kg} \end{aligned}$$

Connaissant la masse volumique de l'alliage FeSi ($m_v = 7800 \text{ kg / m}^3$) en déduire, en fonctionnement nominal, la puissance totale dissipée par le noyau magnétique en fonction de S_f et l_f .

Le bobinage est réalisé en fil cylindrique avec un coefficient de remplissage égal à $k = 0,6$. Exprimer la résistance R du bobinage en fonction de k , S_b section du bobinage, l_m longueur moyenne d'une spire, ρ résistivité du cuivre et n .

A l'aide de (1), et en prenant $l_m = \pi l_f / 2$, montrer qu'en fonctionnement nominal la puissance totale consommée s'exprime sous la forme

$$P_t = l_f (a S_f + (b / S_b) / S_f^2)$$

On donnera l'expression analytique des coefficients a et b .

En déduire une condition sur S_f pour que l'on travaille dans les conditions les plus économes et donner l'expression analytique des pertes totales dans ces conditions.

Application numérique

La résistivité du cuivre mesurée à chaud donne $\rho = 2,2 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$. On choisit $l_f = 5 \text{ cm}$.

Déterminer, pour les trois cas de figure $\delta = 0,1 \text{ mm}$, $\delta = 0,2 \text{ mm}$, $\delta = 0,3 \text{ mm}$, les grandeurs : S_f , S_b , n , s_f (section du fil de cuivre), P_t .

Sachant qu'un fil de cuivre au sein d'un empilement non refroidi tolère une densité de courant de 5 A / mm^2 , et que la bobine doit pouvoir tenir dans l'espace imparti, déterminer la solution qui vous paraît la meilleure.

SOLUTION DE L'EXERCICE

$$\text{S.I.I.} \quad \bar{U}_r = jL\omega \bar{I}_L = \bar{I}_C / (jC\omega) \quad \text{et} \quad \bar{I}_L + \bar{I}_C = 0 \quad \text{donne} \quad LC\omega^2 = 1$$

$$L_n \omega = U_m / I_{L_n} = 220 / (0.075 + \frac{0.615 - 0.075}{250 - 190} (220 - 190)) = 638 \Omega$$

$$L_n = 2.03 \text{ H} \quad C = 5 \mu\text{F} \quad U_2 = 220 \text{ V}$$

$$S.1.2. \quad \Delta I_L = \frac{0.615 - 0.075}{250 - 190} \Delta U_r = 9 \times 10^{-3} \Delta U_r$$

$$\Delta I_C = C \omega \Delta U_r$$

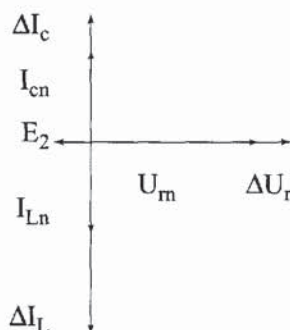
$\bar{I}_1 = \bar{I}_t = \Delta \bar{I}_L + \Delta \bar{I}_C$ est en quadrature arrière sur U_r de même que ϕ

$$\bar{E}_1 = -j L_{tr} \omega \bar{I}_1 = -j n_1 \omega \bar{\phi}$$

$$\bar{E}_2 = -j n_2 \omega \bar{\phi} = \bar{E}_1$$

$$\bar{U}_2 = \bar{U}_r + \bar{E}_2 = \bar{U}_m$$

$$\text{d'où } L_{tr} \omega (9 \times 10^{-3} - C \omega) = 1 ; L_{tr} = 0,428 \text{ H.}$$



S.2. Le point de fonctionnement nominal du circuit magnétique vérifie :

$$H_{\max n} = 2000 \text{ A/m}, B_{\max n} = 1,5 \text{ T}$$

La puissance totale consommée par le circuit magnétique s'écrit :

$$P_f = 2,43 B_{\max n}^{3.68} m_v 3 l_f S_f$$

On a d'autre part $R = \frac{n^2 \rho l_m}{k S_b}$. On en déduit

$$P_t = l_f (a S_f + (b / S_b) / S_f^2) \quad a = 7,29 B_{\max n}^{3.68} m_v = 2,53 \times 10^5 \text{ SI}$$

$$b = \frac{\pi \rho U_m^2 I_{Ln}^2}{k \omega^2 B_{\max n}^2} = 2,99 \times 10^{-9} \text{ SI}$$

Le minimum de dissipation sera obtenu pour $S_f = \left[\frac{2b}{aS_b} \right]^{1/3} = 2,87 \times 10^{-5} S_b^{-1/3}$

On aura dans ces conditions $P_t = l_f (2^{1/3} + 2^{2/3}) \frac{a^{2/3} b^{1/3}}{S_b^{1/3}} = 16,4 l_f S_b^{-1/3}$

Application numérique : $l_f = 5 \text{ cm}$

δ (mm)	S_f (cm ²)	S_b (cm ²)	n	s_f (mm ²)	P_t (W)
0,1	5,98	1,1	1104	0,06	11,4
0,2	4,14	3,33	1595	0,126	7,86
0,3	3,17	7,42	2083	0,214	6,01

On constate qu'un entrefer trop petit donne lieu à un volume de fer trop important par rapport au volume du bobinage, qui de surcroît étant bobiné à l'aide d'un fil trop fin, est parcouru par une densité de courant trop importante.

Un entrefer trop important donne lieu à un bobinage trop encombrant.

On dégage avec l'entrefer de 0,2 mm une section utile pour le bobinage égale à $(l_f - d)(l_f/2 - 3d/4) = 2,89 \text{ cm}^2$ qui, moyennant quelques ajustements, est adaptée au bobinage calculé.

RÉFÉRENCES

- [1] H.R. HILZINGER, *J. Magn. Magn. Mater.* (1990) **83**, 370.
- [2] G. BERTOTTI, *J. Magn. Magn. Mater.* (1986) **54-57**, 1556.
- [3] J.E.L. BISHOP, *J. Magn. Magn. Mater.* (1985) **49**, 241.
- [4] R.H. PRY, C.P. BEAN, *J. Appl. Phys.* (1958) **29**, 532.
- [5] G. BERTOTTI, V. BASSO, M. PASQUALE, *IEEE Trans. Magnetics* (1994) **MAG-30**, 1052.
- [6] J.C. BAVAY, J. VERDUN, Alliages Fer-Silicium, *Techniques de l'Ingénieur D 2110*, **2111**.
- [7] K. SATO, A. HONDA, K. NAKANO, M. ISHIDA, B. FUKUDA, T. KAN, *J. Appl. Phys.* (1993) **73**, 6609.
- [8] M. ISHIDA, K. SENDA, K. SATO, M. KOMATSUBARA, *J. Studies in Applied Electromagnetics* (1996) **4**.
- [9] N. TSUYA, K.I. ARAI, K. OHMORI, H. SHIMANAKA, *IEEE Trans. Magnetics* (1980) **MAG-16**, 728.
- [10] E. FERRARA, F. FIORILLO, M. PASQUALE, A. STANTERO, M. BARICCO, J. DEGAUQUE, M. FAGOT, B. VIALA, E. DU TRÉMOLET DE LACHEISSERIE, J.L. PORTESEIL, *J. Magn. Magn. Mater.* (1994) **133**, 366.
- [11] S. CROTTIER-COMBE, S. AUDISIO, J. DEGAUQUE, C. BERAUD, F. FIORILLO, M. BARICCO, J.L. PORTESEIL, *J. Physique IV* (1995) **C5**, 1045.
- [12] G. COUDERCHON, J.F. TIERS, *J. Magn. Magn. Mater.* (1982) **26**, 196.
- [13] J. SMIT & H.P.J. WIJN, Ferrites (1961) *Bibliothèque Technique Philips*, Dunod.
- [14] P. BEUZELIN, Ferrites doux, *Techniques de l'Ingénieur E 1760*.
- [15] J.F. RIALLAND, *Techniques de l'Ingénieur D 2400*.
- [16] P. DUWEZ, *Trans. Am. Soc. Metals* (1967) **60**, 607.
- [17] Y. YOSHIKAWA, S. OGUMA, K. YAMAUCHI, *J. Appl. Phys.* (1988) **64**, 6044.
- [18] Y. YOSHIKAWA, K. YAMAUCHI, *Mater. Sci. Eng.* (1991) **A133**, 176.
- [19] U. KÖSTER, U. SCHÜNEMANN, M. BLANK-BEWERSDORFF, S. BRAUER, M. SUTTON, G.B. STEPHENSON, *Mater. Sci. Eng.* (1991) **A133**, 611.
- [20] G. HERZER, *IEEE Trans. on Magn.* (1989) **MAG-25**, 3327.
- [21] R. SCHÄFER, A. HUBERT, G. HERZER, *J. Appl. Phys.* (1991) **69**, 5325.
- [22] G. BORDIN, G. BUTTINO, A. CECCHETTI, M. POPPI, *J. Magn. Magn. Mater.* (1995) **150**, 363.
- [23] R. HARRIS, M. PLISCHKE, M.J. ZUCKERMANN, *Phys. Rev. Lett.* (1973) **31**, 160.
- [24] R. ALBEN, J.J. BECKER, M.C. CHI, *J. Appl. Phys.* (1978) **49**, 1653.
- [25] G. SÉGUIER, F. NOTELET, *Electrotechnique industrielle* (1985) *Technique et documentation*, Lavoisier, Paris.
- [26] G. LE ROY, J. DEBERLES, *J. Magn. Magn. Mater.* (1982) **26**, 83.
- [27] A.J. MOSES, M. YASIN, M. SOINSKI, *J. Magn. Magn. Mater.* (1994) **133**, 637.

- [28] T. BARRADI, thèse (1990) Ecole Supérieure d'Electricité, Gif sur Yvette.
- [29] J.P. ARTHAUD, P. MATUSZEWSKI, L. LATIL, *Revue Générale d'Electricité* (1992) n°11, 52.
- [30] P. BRISSONNEAU, Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique (1997) Hermes, Paris.
- [31] A. NAFALSKI, D.C. FROST, *J. Magn. Magn. Mater.* (1994) **133**, 617.
- [32] M. KOMATSUBARA, Y. HAYAKAWA, T. TAKAMIYA, M. MURAKI, C. MAEDA, M. ISHIDA, M. MORITO, *J. Physique IV* (France) (1998) **8**,467.
- [33] J.F. HEUILLARD, *Techniques de l'Ingénieur* (1982) D3 II 495.
- [34] J.L. SEICHEPINE, *Revue Générale d'Electricité* (1992) n°11, 19-27.
- [35] G. RUELLE, *Techniques de l'Ingénieur* (1993) D3 II, 530.
- [36] S. ALLANO, *Techniques de l'Ingénieur* (1995) D3 III, 720.
- [37] M. JUFER, *Electromécanique* (1995) Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne.
- [38] *Encyclopédie des sciences industrielles ; Electricité, généralités et applications* (1973) Quillet, Paris.
- [39] J.P. FERRIEUX, F. FOREST, *Alimentations à découpage, convertisseurs à résonance* (1994) Masson, Paris.
- [40] D. CHIARANDINI, J.M. FESTE, *Electronique* (1992) n°15, p.55.
- [41] J.P. FESTE, *Electronique* (1991) n°12.
- [42] C. GLAIZE, *Techniques de l'Ingénieur* (1989) D3 I, 120.
- [43] G. COUDERCHON, *Techniques de l'Ingénieur* (1994) D2 I, 130.
- [44] G.M. ETTINGER, *Magnetic Amplifiers* (1957) Methuen & Co.
- [45] J.P. SIX, P. VANDEPLANQUE, *Exercices et problèmes d'électrotechnique industrielle* (1995) Lavoisier, Paris.

CHAPITRE 17

LES MATÉRIAUX DOUX POUR L'ÉLECTRONIQUE HAUTE FRÉQUENCE

L'électronique se distingue en général de l'électrotechnique par la gamme des fréquences mises en jeu (typiquement limitée à 1 kHz en électrotechnique, elle s'étend en électronique jusqu'aux hyperfréquences, au-delà du GHz), et par le niveau d'excitation (proche de la saturation en électrotechnique, ce qui induit des effets non linéaires très importants, il reste généralement beaucoup plus faible en électronique où l'on travaille en régime linéaire, avec des signaux à bas niveau).

Contrairement à l'électrotechnique, où l'on utilise principalement des tôles d'alliages ferromagnétiques bons conducteurs, les matériaux de prédilection en électronique sont des oxydes ferrimagnétiques, isolants ou semi-conducteurs.

Après avoir abordé les notions de susceptibilité et de perméabilité complexes, nous décrirons le détail des mécanismes physiques qui gouvernent effectivement les processus d'aimantation en fréquence. Puis nous considérerons le cas des matériaux saturés par un champ statique, donc dans un état monodomaine où seuls interviennent le mécanisme de rotation et les phénomènes associés de gyrotropie et de résonance. Nous achèverons par une présentation des matériaux et de quelques applications :

- ♦ *Aux radiofréquences, les matériaux les plus utilisés sont les ferrites spinelles, en particulier Manganèse Zinc (Mn-Zn) et Nickel Zinc (Ni-Zn). Leurs applications principales sont les composants inductifs linéaires : nous en verrons deux exemples.*
- ♦ *Aux hyperfréquences, outre les spinelles, on utilise essentiellement les grenats ferrimagnétiques, en particulier le grenat d'yttrium-fer (YIG). Nous décrirons des dispositifs non réciproques, des résonateurs et des absorbants micro-ondes.*

1. SUSCEPTIBILITÉ ET PERMÉABILITÉ COMPLEXES

Nous allons décrire ici la réponse d'un matériau magnétique à un champ magnétique faible, mais rapidement variable dans le temps. Dans les chapitres 2 et 3, nous avons

déjà examiné la réponse à un champ magnétique continu ou lentement variable : dans le cas de champs faibles, nous avons été conduits aux notions simples de susceptibilité et de perméabilité statiques.

Si maintenant le champ \mathbf{h} , supposé toujours faible, varie rapidement, on conçoit que la réponse du matériau, en l'occurrence son aimantation induite \mathbf{m} , ne puisse plus suivre instantanément l'excitation. On parle alors de régime dynamique et il est clair que dans ce cas une nouvelle description devient nécessaire.

1.1. SUSCEPTIBILITÉ ET PERMÉABILITÉ COMPLEXES ISOTROPES

Plaçons nous d'abord dans le cas simple où l'aimantation est colinéaire au champ qui la crée. Une description commode de la réponse dynamique d'un tel matériau à un faible champ d'excitation peut s'appuyer sur la propriété générale suivante des systèmes linéaires : si dans un tel système, l'excitation est harmonique, c'est-à-dire sinusoïdale de pulsation ω , alors la réponse est également sinusoïdale de même pulsation. Dans le cas présent, si $h = a \cos \omega t$, alors $m = b \cos(\omega t + \varphi)$, où le rapport des amplitudes b/a et le déphasage φ ne dépendent que de ω pour un matériau donné.

Remarquons que $h(t)$ et $m(t)$ peuvent être considérés chacun comme la partie réelle d'un nombre complexe, respectivement $a \exp j\omega t$ et $b \exp [j(\omega t + \varphi)]$ qui vaut encore $b \exp(j\varphi) \exp j\omega t$. On convient d'appeler *amplitudes complexes* les termes qui multiplient $\exp j\omega t$ dans ces expressions et on les note respectivement \bar{h} et \bar{m} (cette notation sera toutefois abandonnée dans la suite, si le contexte indique clairement que l'on parle d'amplitude complexe). On a donc ici $\bar{h} = a$, et $\bar{m} = b \exp(j\varphi)$.

La susceptibilité complexe χ est maintenant définie par le rapport :

$$\chi = \bar{m} / \bar{h} = (b/a) \exp(j\varphi) \quad (17.1)$$

χ est une fonction de ω à travers son module b/a et son argument φ , qui caractérisent le matériau seul, et peut encore s'écrire :

$$\chi = \chi' - j\chi'' \quad (17.2)$$

où, bien entendu, χ' et χ'' sont des fonctions de ω . Cette écriture de χ est en fait la plus usitée. On comprendra plus loin pourquoi on note $-\chi''$ la partie imaginaire de χ .

La définition de la perméabilité relative complexe découle immédiatement de celle de la susceptibilité (voir équation 2.52 du second chapitre) :

$$\mu = 1 + \chi = \mu' - j\mu'' ; \quad \mu' = 1 + \chi' ; \quad \mu'' = \chi'' \quad (17.3)$$

1.1.1. Signification physique de χ' , χ'' , μ' et μ''

Par définition de la susceptibilité complexe, l'aimantation instantanée $m(t)$ induite par un champ $a \cos \omega t$ est la partie réelle du produit $(\chi' - j\chi'')a [\cos \omega t + j \sin \omega t]$, soit :

$$m(t) = a [\chi' \cos \omega t + \chi'' \sin \omega t] \quad (17.4)$$

Ainsi χ' donne la composante de m en phase avec le champ d'excitation tandis que χ'' donne la composante en quadrature retard. La puissance instantanée fournie par le champ au matériau par unité de volume est alors, d'après le chapitre 2 :

$$P(t) = \mu_0 h(t) dm/dt = \mu_0 \omega a^2 \cos \omega t [-\chi' \sin \omega t + \chi'' \cos \omega t] \quad (17.5)$$

et sa valeur moyenne ressort à :

$$\langle P \rangle = (1/2) \mu_0 \omega \chi'' a^2 \quad (17.6)$$

Cette valeur moyenne n'est donc pas nulle : elle est positive puisqu'elle correspond nécessairement à une dissipation au sein du matériau. Le paramètre χ'' est donc lui même positif, ce qui était le but recherché dans la notation (17.2), et il est significatif des *pertes magnétiques*. Toutes ces considérations s'étendent bien entendu à l'induction et à la perméabilité compte tenu des relations (17.3).

On verra que d'un point de vue pratique les rapports définis ci-dessous jouent un rôle particulièrement important.

$$\begin{aligned} \tan \delta_m &= \mu''/\mu' & 1/\tan \delta_m &= Q_m \\ M_e &= \mu' Q_m = \mu'/\tan \delta_m = \mu'^2/\mu'' \end{aligned} \quad (17.7)$$

δ_m est l'*angle de pertes magnétiques*, Q_m le facteur de qualité magnétique du matériau et M_e son *facteur de mérite*.

1.1.2. Régime dynamique quelconque

La connaissance des fonctions $\chi'(\omega)$ et $\chi''(\omega)$, ou $\mu'(\omega)$ et $\mu''(\omega)$, permet de prévoir la réponse à n'importe quel champ d'excitation dépendant du temps pourvu que l'on reste dans le domaine linéaire. Considérons en effet un champ $h(t)$ dont on supposera seulement que $h(t) = 0$ pour $t < 0$. Sous certaines conditions, en pratique très peu restrictives, on peut écrire $h(t)$ sous la forme d'une intégrale de Fourier [1] :

$$h(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty h'(\omega) \cos \omega t d\omega \quad (17.8)$$

où $h'(\omega)$ est donné par la transformation inverse :

$$h'(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty h(t) \cos \omega t dt \quad (17.9)$$

Ainsi le champ exciteur apparaît comme une somme (infinie) d'excitations harmoniques élémentaires. A chacune de ces excitations élémentaires est associée, d'après ce qui précède, une réponse élémentaire :

$$dm(\omega) = h'(\omega) d\omega [\chi'(\omega) \cos \omega t + \chi''(\omega) \sin \omega t] \quad (17.10)$$

et, d'après le principe de superposition auquel obéissent par définition tous les systèmes linéaires, la réponse du matériau s'écrit en définitive :

$$m(t) = \int_0^\infty h'(\omega) d\omega [\chi'(\omega) \cos \omega t + \chi''(\omega) \sin \omega t] \quad (17.11)$$

Ce formalisme de susceptibilité complexe constitue donc bien une description complète des propriétés dynamiques d'un matériau magnétique, au sens où nous l'entendons plus haut.

1.1.3. Relations de Kramers-Kronig

La seule hypothèse de linéarité du matériau nous a déjà conduits à cette simplification énorme que constitue la description de toutes les propriétés dynamiques par une seule fonction de ω , certes complexe, $\chi(\omega)$ ou $\mu(\omega)$. Une autre hypothèse, encore plus générale puisqu'il s'agit du principe de causalité (la cause précède l'effet), permet d'établir que dans $\chi(\omega)$ et dans $\mu(\omega)$, les parties réelle et imaginaire ne sont pas des fonctions indépendantes. Si l'une d'elles est connue entre $\omega = 0$ et ω infinie, alors l'autre est parfaitement déterminée. On a en effet, d'après Kramers et Kronig [2] :

$$\chi'(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\chi''(\bar{\omega})}{\bar{\omega}^2 - \omega^2} \bar{\omega} d\bar{\omega} \quad (17.12)$$

$$\chi''(\omega) = \frac{-2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\chi'(\bar{\omega})}{\bar{\omega}^2 - \omega^2} \omega d\bar{\omega} \quad (17.13)$$

La conséquence immédiate de ces relations est qu'il suffit en définitive de connaître *une seule* fonction réelle, par exemple $\chi'(\omega)$ ou $\chi''(\omega)$, pour avoir une description complète des propriétés dynamiques d'un matériau magnétique. Cette fonction doit toutefois être connue *dans tout le spectre*, et cela réduit un peu la portée pratique des relations de Kramers-Kronig.

1.2. MATÉRIAUX ANISOTROPE

TENSEURS DE SUSCEPTIBILITÉ ET PERMÉABILITÉ COMPLEXES

Dans le cas général, l'aimantation induite \mathbf{m} n'est plus colinéaire au champ \mathbf{h} qui la crée. On montre que dans un repère rectangulaire (1, 2, 3), les composantes d'amplitude complexe d'aimantation $\bar{m}_1, \bar{m}_2, \bar{m}_3$ sont reliées aux composantes d'amplitude complexe de champ $\bar{h}_1, \bar{h}_2, \bar{h}_3$, par la relation matricielle :

$$\begin{pmatrix} \bar{m}_1 \\ \bar{m}_2 \\ \bar{m}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} & \chi_{13} \\ \chi_{21} & \chi_{22} & \chi_{23} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & \chi_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{h}_1 \\ \bar{h}_2 \\ \bar{h}_3 \end{pmatrix} \quad (17.14)$$

La matrice χ_{ij} dont tous les termes sont *a priori* des fonctions complexes de ω exprime la relation entre \mathbf{m} et \mathbf{h} dans un système d'axes choisi arbitrairement.

C'est la représentation dans ce système d'une relation linéaire beaucoup plus générale, indépendante du système dans lequel on l'exprime : on parle de relation tensorielle [3]. On l'écrit sous la forme symbolique

$$\mathbf{m} = \chi \mathbf{h} \quad (17.15)$$

où χ est le tenseur de susceptibilité complexe.

On définit sans difficulté le tenseur de perméabilité complexe μ en écrivant :

$$\mu = 1 + \chi \quad (17.16)$$

On convient que 1 est le tenseur qui transforme tout vecteur en lui-même, et l'on rappelle qu'il y a correspondance biunivoque entre les opérations définies sur les tenseurs et sur leurs matrices représentatives. Par exemple, la matrice représentative du produit de deux tenseurs est le produit des deux matrices représentatives.

Le tenseur de susceptibilité complexe possède un certain nombre de propriétés spécifiques. Une propriété évidente est que chacune des composantes de la matrice représentative dans un système d'axes quelconque vérifie les relations de Kramers-Kronig. On comprend aussi que la matrice représentative puisse prendre une forme simple si le matériau possède des symétries remarquables et si l'on choisit convenablement le système d'axes.

Enfin, comme déjà signalé au chapitre 2, on montre que dans le cas statique ($\omega = 0$) la matrice est nécessairement symétrique par rapport à sa diagonale. Il existe alors un système d'axes particulier, appelé système des axes principaux, dans lequel la matrice représentative du tenseur est diagonale. L'existence d'axes principaux, même à fréquence finie se démontre également pour un matériau sans aimantation rémanente et non soumis à un champ magnétique statique. Nous aurons plus loin l'occasion de vérifier ces propriétés sur des modèles physiques concrets.

2. MÉTHODES DE MESURE DE LA SUSCEPTIBILITÉ ET DE LA PERMÉABILITÉ COMPLEXES

La méthode à employer de préférence pour mesurer χ ou μ dépend de la nature isotrope ou anisotrope du matériau, de la géométrie des échantillons disponibles ou réalisables, et bien entendu de la fréquence. Avant d'aborder la description des méthodes proprement dites, il est intéressant d'introduire la notion simple et utile de susceptibilité ou perméabilité externe, ainsi que le théorème dit de réciprocité.

2.1. SUSCEPTIBILITÉS INTERNE ET EXTERNE

La susceptibilité considérée jusqu'ici peut être qualifiée d'interne, car elle relie l'aimantation \mathbf{m} au champ \mathbf{h} qui règne effectivement au sein du matériau. Or, dans plusieurs techniques de mesure et dans beaucoup de dispositifs pratiques, c'est en réalité le champ extérieur à l'échantillon qui est donné. Considérons donc un échantillon en forme d'ellipsoïde, d'axes Ox , Oy , Oz , placé dans le champ uniforme \mathbf{h}_0 produit par des sources extérieures. D'après les considérations de magnétostatique élémentaire développées au chapitre 2, on peut montrer que l'aimantation induite \mathbf{m} et le champ interne \mathbf{h} sont eux-mêmes uniformes et vérifient la relation :

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 - \mathbf{N}\mathbf{m} \quad (17.17)$$

où \mathbf{N} est le tenseur de champ démagnétisant. Par symétrie, la représentation de ce tenseur dans le système Oxyz est une matrice diagonale. En multipliant à gauche les deux membres de la relation (17.17) par le tenseur de susceptibilité χ , on obtient :

$$\mathbf{m} = \chi \mathbf{h}_0 - \chi \mathbf{N} \mathbf{m} \quad (17.18)$$

$$\text{d'où :} \quad \mathbf{m} = (\mathbf{I} + \chi \mathbf{N})^{-1} \chi \mathbf{h}_0 \quad (17.19)$$

Cette dernière relation définit la *susceptibilité externe* χ_e :

$$\chi_e = (\mathbf{I} + \chi \mathbf{N})^{-1} \chi \quad (17.20)$$

χ_e n'est pas un paramètre intrinsèque, mais caractérise un échantillon de forme bien définie du matériau en question.

2.1.1. Calcul de la susceptibilité externe dans un cas simple

On considère le cas particulier courant où les axes principaux de la susceptibilité interne et du tenseur de champ démagnétisant sont confondus :

$$[\chi] = \begin{pmatrix} \chi_1 & 0 & 0 \\ 0 & \chi_2 & 0 \\ 0 & 0 & \chi_3 \end{pmatrix} \text{ et } [\mathbf{N}] = \begin{pmatrix} N_1 & 0 & 0 \\ 0 & N_2 & 0 \\ 0 & 0 & N_3 \end{pmatrix}.$$

La relation (17.20) prend la même forme si on l'exprime entre les matrices représentatives. On trouve alors :

$$(\mathbf{I} + \chi \mathbf{N})^{-1} \chi = \begin{pmatrix} \chi_1 / (1 + \chi_1 N_1) & 0 & 0 \\ 0 & \chi_2 / (1 + \chi_2 N_2) & 0 \\ 0 & 0 & \chi_3 / (1 + \chi_3 N_3) \end{pmatrix}$$

Notons que si le matériau est isotrope ($\chi_1 = \chi_2 = \chi_3 = \chi$), la susceptibilité externe ne l'est pas forcément, sauf pour une sphère où $N_1 = N_2 = N_3 = 1/3$.

On retiendra que la susceptibilité externe mesurée selon une direction principale commune au matériau et à l'échantillon ellipsoïdal est donnée par la relation scalaire :

$$\chi_e = \chi / (1 + \chi N) \quad (17.21)$$

où χ est la susceptibilité (interne !) du matériau selon la même direction principale.

2.1.2. Effet du champ démagnétisant sur les dérivées et sur les pertes

On peut, dans la formule (17.21) remplacer directement les susceptibilités interne et externe par les perméabilités correspondantes dans la mesure où les modules de χ et χ_e restent très supérieurs à l'unité, ce qui est généralement le cas. On a alors :

$$\frac{1}{\mu_e} = \frac{1}{\mu} + N \quad (17.22)$$

Considérons une petite variation $\Delta\mu$ de μ autour d'une valeur nominale (variation due par exemple à une modification de la température). Il vient alors :

$$\frac{\Delta\mu_e}{\mu_e^2} = \frac{\Delta\mu}{\mu^2} \quad (17.23)$$

Cette relation montre que les variations relatives $\Delta\mu_e/\mu_e$ sont atténuées dans le rapport μ_e/μ . En d'autres termes, l'effet du champ démagnétisant est d'augmenter la *stabilité* de la perméabilité au détriment de sa valeur absolue. Il s'agit là d'un effet classique de contre-réaction que connaissent bien les électroniciens ! Ces considérations expliquent pourquoi les fabricants de ferrites donnent toujours les coefficients de dérive sous la forme $(1/\mu^2) d\mu/dP$ et non $(1/\mu) d\mu/dP$, où P est le paramètre dont dépend μ (par exemple la température).

Si $\mu = \mu' - j\mu''$ avec $\mu'' \ll \mu'$, la relation ci-dessus permet d'écrire directement,

$$\frac{\mu_e''}{\mu_e'^2} = \frac{\mu''}{\mu'^2} \quad (17.24)$$

ce qui montre que le produit $\mu_e'Q_e$ reste égal à $\mu'Q = M_e$ (équation 17.7). Il y a donc conservation du facteur de mérite quand on introduit un effet démagnétisant, et c'est d'ailleurs, comme on le verra plus loin, tout ce qui fait l'intérêt de ce paramètre M_e .

2.1.3. Effet de peau et résonance dimensionnelle

Toutes les considérations magnétostatiques qui précèdent sur l'effet du champ démagnétisant reposent sur l'hypothèse que les effets de propagation électromagnétique sont négligeables au moins à l'échelle de l'échantillon. Si cette condition ne soulève que peu de difficultés en pratique pour des matériaux isolants à faible constante diélectrique, il n'en est plus de même lorsqu'il s'agit de métaux ou d'isolants à très forte constante diélectrique.

Dans le cas des métaux, on a vu au chapitre 13 que les effets électromagnétiques apparaissent à des fréquences très basses, pour des échantillons de dimensions habituelles. Ces effets limitent en particulier la pénétration du champ magnétique au cœur de l'échantillon (effet de peau). Là encore, on ne mesure qu'une perméabilité externe (parfois appelée effective par certains auteurs), mais la formule magnéto-statique (17.20) n'est évidemment plus valable. On rappelle ci-dessous les formules donnant l'épaisseur de peau δ dans un métal magnétique de perméabilité (interne) μ et de résistivité électrique ρ ainsi que, et surtout, la perméabilité externe μ_e d'une plaque mince d'épaisseur e d'un tel matériau. Le tableau 17.1 donne quelques ordres de grandeur typiques de δ pour des matériaux conducteurs. Le phénomène d'effet de peau ne devient important en pratique que si l'épaisseur de peau δ est voisine ou inférieure à l'épaisseur e de la plaque.

$$\delta = \sqrt{2\rho/\mu\omega} \quad \alpha = (1-j)(e/\delta) \quad \mu_e = \mu \left[\frac{\operatorname{tg}(\frac{\alpha}{2})}{\frac{\alpha}{2}} \right] \quad (17.25)$$

**Tableau 17.1 - Quelques valeurs typiques de l'épaisseur de peau
ou de la demi-longueur d'onde dans divers matériaux**

Matériau	Fréquence		1 Hz	50 Hz	1 MHz	1 GHz
Cuivre	$\mu = 1$	$\rho = 2 \times 10^{-8} \Omega.m$	6,6 cm	0,93 cm	66 μm	2,1 μm
Fer doux	$\mu = 1000$	$\rho = 10^{-7} \Omega.m$	0,5 cm	1,5 mm	5 μm	–
Ferrite Mn-Zn	$\mu = 5000$	$\rho = 10^2 \Omega.m$	50 m	–	5 cm	–
Ferrite Ni-Zn	$\mu = 1000$	$\varepsilon = 15$	37 000 km	–	37 m	–

De façon plus générale, l'approche magnétostatique est défailante lorsque les dimensions de l'échantillon sont comparables ou supérieures à une certaine *longueur caractéristique*. Pour les conducteurs, comme on vient de le rappeler, cette longueur caractéristique est l'épaisseur de peau δ à la fréquence f considérée.

Pour un isolant, la longueur caractéristique est la *longueur d'onde* λ à la fréquence f :

$$\lambda = c/f\sqrt{\varepsilon\mu} \quad (17.26)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, ε la constante diélectrique du matériau et μ sa perméabilité relative. Typiquement, lorsque $\lambda/2$ approche un sous-multiple d'une dimension d de l'échantillon, on observe une *résonance* de la perméabilité externe que l'on qualifie de dimensionnelle [4]. Le tableau 17.1 donne des valeurs typiques de $\lambda/2$ dans un ferrite isolant (Ni-Zn). On retiendra là aussi que pour s'affranchir de ces perturbations et rester dans le domaine de validité des formules magnétostatiques, il faut satisfaire la condition $d \ll \lambda/2$.

2.2. THÉORÈME DE RÉCIPROCITÉ

Considérons une bobine parcourue par un courant I . Elle crée en tout point P de l'espace un champ \mathbf{H}_0 qui s'exprime sous la forme :

$$\mathbf{H}_0 = C_H I \quad (17.27)$$

où C_H est le coefficient de champ vectoriel en P (voir chapitre 2). Si l'on place en P un dipôle ponctuel de moment magnétique \mathbf{m} (ne pas confondre avec l'aimantation \mathbf{m}), le théorème de réciprocité indique que le flux ϕ envoyé par le dipôle dans la bobine est :

$$\phi = \mu_0 C_H \mathbf{m} \quad (17.28)$$

Ce théorème, démontré au chapitre 2, est surtout connu [5] dans la communauté de l'enregistrement magnétique. Nous allons montrer ici qu'il est aussi très utile dans les problèmes de mesure.

2.3. MESURE PAR PERTURBATION D'UNE BOBINE

La technique est applicable à un échantillon assimilable à un petit ellipsoïde d'un matériau magnétique que, dans un premier temps, nous supposons encore isolant.

Soit L l'inductance de la bobine mesurée en l'absence d'échantillon. Montrons que l'introduction de celui-ci induit une variation ΔL de l'inductance. Soit I l'amplitude complexe du courant dans la bobine. Le champ régnant au niveau de l'échantillon est $C_H I$ et il induit donc dans celui-ci une aimantation $\mathbf{m} = \chi_e C_H I$.

D'après le théorème de réciprocité, et en désignant par V le volume de l'échantillon, le flux $\Delta\phi$ envoyé par l'échantillon dans la bobine est alors :

$$\Delta\phi = \mu_0 C_H \mathbf{m} = \mu_0 C_H \chi_e C_H I V \quad (17.29)$$

La variation ΔL recherchée s'en déduit aussitôt :

$$\Delta L = \Delta\phi / I = \mu_0 C_H \chi_e C_H V \quad (17.30)$$

Si l'on définit un système d'axes Oxyz tel que Ox soit aligné avec C_H la relation ci-dessus s'écrit :

$$\Delta L = \mu_0 C_H^2 \chi_{11}^e V \quad (17.31)$$

La mesure n'est sensible qu'à une seule composante de la matrice de susceptibilité externe !

La situation la plus courante en pratique reste celle du matériau isotrope de susceptibilité (interne) χ . Il vient alors (en vertu de l'équation 17.21) :

$$\Delta L = \mu_0 C_H^2 V \chi / (1 + N\chi) \quad (17.32)$$

Il est intéressant de faire en sorte que $N\chi \ll 1$ de sorte que finalement,

$$\chi = \Delta L / \mu_0 C_H^2 V \quad (17.33)$$

Pour satisfaire la condition $N\chi \ll 1$, il faut prendre des échantillons très allongés selon la direction de mesure, par exemple des barreaux ou encore des plaques minces.

Toute l'analyse qui précède a été développée dans l'hypothèse d'un échantillon *quasi ponctuel*, mais il est évident qu'elle s'étend immédiatement au cas des échantillons de taille non négligeable dans la mesure où le coefficient de champ C_H de la bobine de mesure peut être rendu homogène dans un assez grand volume. Pour cela, on peut utiliser des solénoïdes allongés comportant n' spires par mètre. D'après le chapitre 2, C_H est porté par l'axe du solénoïde et son module C_H est égal à n' .

La formule (17.33) montre qu'en définitive la mesure de susceptibilité (et de perméabilité) se ramène à celle d'une variation de self inductance. Plusieurs méthodes sont utilisables dans ce but. La plus courante de nos jours met en œuvre un impédance-mètre numérique et passe donc en fait par la mesure d'une variation d'impédance ΔZ . Ainsi la formule (17.33) se réécrit :

$$\chi = \Delta Z / j\omega \mu_0 C_H^2 V \quad (17.34)$$

2.4. MESURE À DEUX BOBINES

Cette technique peut être considérée comme une variante de la précédente en ce sens qu'elle consiste à perturber par l'échantillon à mesurer non plus l'inductance d'une seule bobine, mais le coefficient de mutuelle induction entre deux bobines.

On montre à l'aide du théorème de réciprocité la relation suivante :

$$\Delta M = \mu_0 C_{H1} \chi_e C_{H2} V \quad (17.35)$$

ΔM est la variation du coefficient de mutuelle induction observée quand l'échantillon de susceptibilité tensorielle externe χ_e et de volume V est placé au point P où les coefficients vectoriels de champ des deux bobines sont respectivement C_{H1} et C_{H2} .

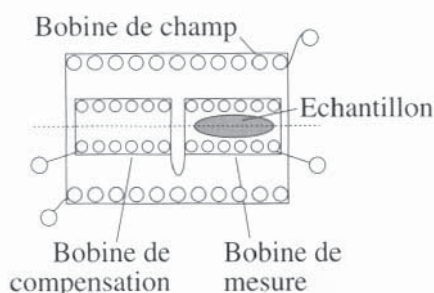


Figure 17.1 - Mesure à deux bobines avec enroulement de mesure et enroulement de compensation au secondaire

Un montage très utilisé en pratique comporte deux bobines. Dans la première B_1 , dite "de champ", on fait circuler un courant d'excitation I_1 . La seconde, B_2 , se compose en fait de deux enroulements branchés en série opposition, de sorte que le coefficient de mutuelle à vide M entre B_1 et B_2 s'annule, comme l'indique la figure 17.1.

Dans ces conditions, la tension mesurée aux bornes de B_2 en l'absence d'échantillon est évidemment nulle. L'échantillon

est introduit dans un des enroulements qui constituent la bobine de mesure B_2 , on recueille alors une tension V_2 proportionnelle à ΔM , donc à une composante de susceptibilité (ou une combinaison linéaire de composantes) déterminée par la relation (17.35). Il est intéressant de noter en particulier que cette méthode peut donner accès aux composantes non diagonales de la matrice de susceptibilité.

2.5. LIMITATIONS EN FRÉQUENCE DES MÉTHODES DE BOBINE

Les deux méthodes décrites ci-dessus sont limitées en fréquence par le phénomène de résonance propre des bobines. En effet, toute bobine possède une capacité parasite répartie qui en fait un véritable circuit oscillant parallèle caractérisé par une certaine fréquence de résonance f_B . Les formules "magnétostatiques" établies ci-dessus ne sont valables qu'aux fréquences f très inférieures à f_B . Très grossièrement, on peut dire que la fréquence de résonance croît en raison inverse de la *longueur de fil bobiné*, donc en raison inverse du nombre de spires pour une taille donnée de la bobine.

Par ailleurs, dans les deux méthodes ci-dessus, une mesure pertinente de la *sensibilité* est un rapport de la forme $\omega \Delta L / \Delta \chi$ ou $\omega \Delta M / \Delta \chi$ qui est une fonction croissante de la fréquence et du nombre de spires. Pour obtenir une sensibilité maximum tout en respectant la contrainte $f \ll f_B$, on est ainsi amené à adapter les enroulements à la fréquence de mesure : grand nombre de spires en basse fréquence petit nombre en haute fréquence jusqu'au cas limite de l'enroulement *monospire*.

2.6. MESURE SUR ÉCHANTILLON TORIQUE

Cette technique est en fait la plus classique, mais elle s'applique aux seuls matériaux isotropes (au moins dans le plan perpendiculaire à l'axe du tore). Elle peut être

considérée comme une variante extrême de la méthode de perturbation de bobine où, d'une part, l'échantillon occupe la totalité du volume soumis au champ d'excitation et où, d'autre part, le coefficient de champ démagnétisant est rigoureusement nul.

L'échantillon est donc un tore, de préférence à section rectangulaire, de diamètre intérieur d_1 , diamètre extérieur d_2 , et de hauteur h selon son axe. Cette géométrie est utilisable dans un très large domaine de fréquences. Pour les mesures en radio-fréquences (soit en dessous de 100 MHz), on bobine un enroulement de n spires de fil de cuivre isolé réparties bien régulièrement sur le périmètre du tore. Il est intéressant de s'imposer les conditions :

- ♦ $d_2 - d_1 \ll d_2 + d_1$, de sorte que les périmètres intérieur et extérieur soient pratiquement égaux au périmètre moyen $l = \pi(d_1 + d_2)/2$,
- ♦ et $l/n \ll \min \{h, (d_2 - d_1)/2\}$ qui exprime que la distance entre deux spires adjacentes reste petite devant la plus petite dimension de la section du tore. Cette dernière condition est surtout impérative dans le cas d'échantillons à faible perméabilité. Dans cette situation, on montre que l'impédance complexe Z du bobinage est donnée par :

$$\begin{aligned} Z &= R + jX = R_b + R_m + j\omega L \\ R_m &= \omega \mu'' \mu_0 n^2 S / l \\ L &= \mu' \mu_0 n^2 S / l \end{aligned} \quad (17.36)$$

où $S = (d_2 - d_1)h/2$ est la section du tore et R_b la résistance ohmique du bobinage. On voit que μ' est immédiatement calculable à partir de l'inductance mesurée L , tandis que la détermination de μ'' à partir de la résistance mesurée R nécessite la connaissance de R_b . En pratique, le problème ne se pose que dans le cas des très faibles pertes, c'est-à-dire lorsque $\tan \delta \ll 1$. Une solution consiste à utiliser pour l'enroulement du fil divisé dont la résistance varie très peu avec la fréquence. R_b est alors déterminé indépendamment par une simple mesure en courant continu.

On peut aussi, avec un échantillon torique, mettre en œuvre une méthode à deux enroulements. Dans ce cas, on accède à la perméabilité complexe par la mesure d'une impédance de transfert plutôt que celle d'une impédance conventionnelle, ou bien encore d'un coefficient de mutuelle induction plutôt que d'une inductance. Là aussi, la méthode peut être considérée comme une variante extrême de la perturbation de deux bobines où l'échantillon occupe tout le volume soumis au champ d'excitation.

L'impédance de transfert Z_{21} est définie par la relation $V_2 = Z_{21} I_1$, où V_2 est la tension apparaissant aux bornes du secondaire (comportant n_2 spires) lorsque l'on alimente le primaire (comportant n_1 spires) par un courant I_1 .

On voit que cette méthode consiste en fait à imposer un champ (par le courant dans l'enroulement primaire) et à mesurer le flux induit (*via* la tension au secondaire).

Cette remarque est importante, car elle indique qu'il n'est pas nécessaire que le secondaire soit régulièrement réparti sur le périmètre du tore.

On montre que : $Z_{21} = -j \omega \mu \mu_0 n_1 n_2 S / l = -j \omega M$ (17.37)

où le coefficient de mutuelle induction entre les deux enroulements $M = \mu \mu_0 n_1 n_2 S / l$ est complexe, tout comme μ , et doit donc être mesurée en module et en phase.

On peut utiliser pour cela une détection synchrone ou un impédancemètre numérique en configuration *trois bornes* (en basses fréquences) ou bien encore un analyseur de réseau vectoriel. Un gros avantage de cette méthode à deux enroulements est qu'elle ne fait pas apparaître les résistances des bobinages : elle est par conséquent bien adaptée à la mesure des faibles pertes.

Aux fréquences élevées, toutes ces méthodes d'enroulements multispire sur tores se heurtent aux limites imposées par les résonances propres de bobines. Il devient alors indispensable, de s'orienter vers une technique de ligne.

Ici, le tore de hauteur h remplit la section disponible d'une ligne à air coaxiale (figure 17.2).

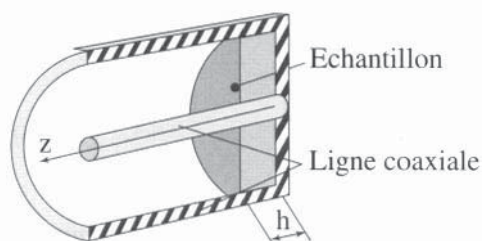


Figure 17.2

Mesure de perméabilité en ligne coaxiale

Il est en contact avec un plan de court-circuit qui termine la ligne et sur lequel on prendra l'origine de la cote z . On mesure sur le plan $z = h$ l'impédance Z du tronçon de ligne rempli par l'échantillon. La seule condition à respecter pour que l'analyse reste simple est alors : $h \ll \lambda_m$, où λ_m est la longueur d'onde dans le matériau à la fréquence considérée.

En effet, on montre alors que Z prend la forme :

$$Z = j\mu (2\pi h / \lambda) Z_c \quad (17.38)$$

où Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne (en général 50Ω) et λ la longueur d'onde dans le vide. Z est mesurée en module et en phase, ou en parties réelle et imaginaire à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel. Le calcul de μ' et μ'' est immédiat à l'aide de la relation complexe (17.38).

3. LES MÉCANISMES ÉLÉMENTAIRES DE SUSCEPTIBILITÉ

Dans ce paragraphe, nous entrons dans le détail des mécanismes particuliers qui régissent la susceptibilité et la perméabilité complexes des matériaux ferri- ou ferromagnétiques.

Nous avons déjà vu au chapitre 3 que l'évolution de l'aimantation technique ou effective d'une substance ferro- ou ferrimagnétique sous l'action d'un champ appliqué mettait en œuvre deux mécanismes, la croissance de certains domaines au détriment

d'autres (mécanisme de paroi) et la rotation de l'aimantation spontanée au sein de chaque domaine (mécanisme de rotation).

Rappelons que l'*aimantation technique* ou *effective* est une *moyenne* de l'aimantation locale, ou éventuellement de sa seule variation, considérée sur un *volume grand devant celui des domaines ou des grains* constituant le matériau. Nous reviendrons sur cette définition à propos du problème de l'homogénéisation qui sera traité au § 4. Dans ce qui suit, nous considérons l'aimantation spontanée comme un vecteur de module rigide (constant) et donc comme un objet à deux degrés de liberté. Nous avons déjà utilisé cette approximation dans les chapitres 3 et 5.

Enfin, notons que les deux mécanismes évoqués ici ne sont pas véritablement distincts. En effet, la progression d'une paroi implique la rotation de l'aimantation comme on l'a déjà expliqué au chapitre 5. L'intérêt de maintenir tout de même cette distinction apparaîtra dans la suite.

3.1. MÉCANISME DE ROTATION

Dans la partie du chapitre 4 consacrée au magnétisme atomique, nous avons vu qu'au moment magnétique élémentaire était associé un moment cinétique colinéaire. A l'aimantation \mathbf{M} du milieu est donc associée une densité de moment cinétique $\mathbf{\mathfrak{L}}$ que l'on écrit :

$$\mathbf{\mathfrak{L}} = -\mathbf{M}/\gamma \quad (17.39)$$

où γ est une constante caractérisant le porteur de moment, appelée rapport gyromagnétique. L'existence du moment cinétique confère à l'aimantation de chaque volume élémentaire de matière magnétique les propriétés d'un *gyroscope idéal*.

Précisons ce que l'on entend par gyroscope idéal : un gyroscope mécanique réel est constitué d'un solide de révolution par rapport à un axe, auquel on communique une vitesse angulaire ω_s autour de ce même axe. Le moment cinétique associé au vecteur ω_s , que l'on qualifiera de spontané, est donné par :

$$\mathbf{\mathfrak{L}}_s = I_s \omega_s \quad (17.40)$$

où I_s est le moment d'inertie du solide par rapport à l'axe considéré.

Supposons que le centre de masse P du gyroscope soit fixe. Un gyroscope idéal est le cas limite d'un gyroscope réel dont le moment d'inertie par rapport à tout axe passant par P tend vers zéro, mais où simultanément ω_s tend vers l'infini de sorte que le moment cinétique $I_s \omega_s$ reste fini et égal à $\mathbf{\mathfrak{L}}_s$. Lorsque l'axe de révolution tourne lui-même autour de P à vitesse angulaire finie, le moment cinétique reste alors rigoureusement égal au moment spontané $\mathbf{\mathfrak{L}}_s$. On sait par ailleurs que la rotation d'un solide autour d'un point fixe P , qu'il s'agisse ou non d'un gyroscope idéal, obéit à l'équation :

$$d\mathbf{\mathfrak{L}}_P/dt = \mathbf{\Gamma}_P \quad (17.41)$$

$\mathbf{\mathfrak{L}}_P$ est le moment cinétique par rapport à P et $\mathbf{\Gamma}_P$ le moment par rapport à ce point des forces appliquées au solide.

Dans un gyroscope idéal, le moment $\mathbf{\Gamma}_P$ se réduit au vecteur $\mathbf{\Gamma}_S$ de module fixe, d'où l'équation du mouvement :

$$d\mathbf{\Gamma}_S/dt = \mathbf{\Gamma}_P \quad (17.42)$$

équation que l'on adapte immédiatement à l'aimantation \mathbf{M} compte tenu de (17.39) :

$$d\mathbf{M}/dt = -\gamma\mathbf{\Gamma} \quad (17.43)$$

où \mathbf{M} est un vecteur de module constant et $\mathbf{\Gamma}$ est cette fois la densité de couple agissant sur l'aimantation.

3.1.1. Rotation isotrope (ou symétrie uniaxiale)

Nous nous plaçons ici au sein d'un domaine où l'aimantation spontanée \mathbf{M} a au repos une position définie par $\mathbf{M} = \mathbf{M}_S$.

Cette position de repos peut être dictée par la seule énergie d'anisotropie, et dans ce cas \mathbf{M}_S est orientée selon un axe de facile aimantation Oz (voir chapitre 3). A l'énergie d'anisotropie peut éventuellement s'ajouter l'énergie d'interaction de l'aimantation avec un champ statique \mathbf{H} . \mathbf{H} est le champ régnant effectivement au sein du milieu : son origine peut être soit une source extérieure, soit un effet démagnétisant, soit une combinaison des deux. En présence de \mathbf{H} , l'axe Oz n'est plus forcément une position d'équilibre de \mathbf{M} , sauf dans des cas particuliers. Nous nous plaçons précisément dans un tel cas : l'anisotropie du matériau est supposée uniaxiale d'axe Oz et le champ statique éventuel \mathbf{H} est parallèle à Oz.

Dans ces conditions une première contribution à $\mathbf{\Gamma}$ est un couple de rappel $\mathbf{\Gamma}_r$ qui existe dès que \mathbf{M} diffère de \mathbf{M}_S , dont la direction est perpendiculaire au plan $(\mathbf{M}_S, \mathbf{M})$ et dont le module Γ_r est indépendant de l'azimut de ce plan. C'est d'ailleurs dans ce sens que l'on parle de rotation isotrope.

Dans le chapitre 3, nous avons vu que l'énergie d'anisotropie uniaxiale se développe à l'ordre le plus bas sous la forme : $U_A = (1/2) \mu_0 \mathbf{H}_A \mathbf{M}_S \sin^2\theta$, où \mathbf{H}_A est le champ d'anisotropie. Il vient alors :

$$\Gamma_r = -dU/d\theta = (\mathbf{H}_A \cos \theta + \mathbf{H})\mu_0 \mathbf{M}_S \sin \theta \quad (17.44)$$

Si \mathbf{H}_S est le vecteur parallèle à \mathbf{M}_S (figure 17.3) de module $H_S = H_A \cos \theta + H$, le couple de rappel s'écrit en définitive :

$$\mathbf{\Gamma}_r = \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_S \quad (17.45)$$

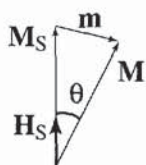


Figure 17.3

Dans le cas général, \mathbf{H}_S est une fonction de la rotation θ à travers la contribution de l'anisotropie uniaxiale.

Toutefois \mathbf{H}_S devient indépendant de θ au premier ordre lorsque θ reste petit.

Mouvement libre

Dans le mouvement libre de l'aimantation, Γ se réduit par définition au couple de rappel Γ_r et l'équation du mouvement s'écrit :

$$d\mathbf{M}/dt = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_s \quad (17.46)$$

On vérifie que si, à l'instant initial, l'aimantation a été écartée de sa position de repos d'un angle θ , le mouvement libre qui suit est une précession de \mathbf{M} sur un cône d'angle au sommet 2θ à la vitesse angulaire :

$$\omega = \gamma\mu_0 H_s = \gamma\mu_0 (H_A \cos \theta + H) \quad (17.47)$$

ω ne devient indépendant de θ que lorsque ce dernier est petit, ou lorsque $H_A = 0$. Dans ce dernier cas, on retrouve la formule de Larmor (voir chapitre 4).

Amortissement

La précession décrite ci-dessus se poursuit indéfiniment dès qu'on libère l'aimantation après l'avoir écartée de sa position de repos. Noter que ce mouvement à θ constant conserve l'énergie du système. En réalité, l'expérience montre que l'aimantation revient à sa position de repos \mathbf{M}_s après un nombre plus ou moins grand de révolutions, et par conséquent l'énergie initiale n'est pas conservée. Il y a donc dissipation et le problème est d'en rendre compte directement au niveau de l'équation du mouvement (17.46) en introduisant un couple supplémentaire. Plusieurs formulations ont été proposées dont nous ne retiendrons que la plus intuitive, due à Gilbert [6]. Il est en effet naturel, par analogie avec l'amortissement visqueux des mécaniciens, de considérer le vecteur aimantation comme une *tige matérielle* de longueur M dont l'*extrémité* est freinée par une *force* proportionnelle à sa vitesse, et donc d'écrire finalement le couple de frottement Γ_f sous la forme :

$$\Gamma_f = -(\alpha/\gamma M_s) \mathbf{M} \times d\mathbf{M}/dt \quad (17.48)$$

où α est un coefficient sans dimension, appelé coefficient d'amortissement. On obtient ainsi la forme classique de l'équation du mouvement libre de Gilbert :

$$d\mathbf{M}/dt = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_s + (\alpha/M_s) \mathbf{M} \times d\mathbf{M}/dt \quad (17.49)$$

On vérifie que la solution de cette équation est effectivement une précession amortie dans laquelle l'extrémité du vecteur \mathbf{M} rejoint la position de repos en décrivant une spirale inscrite sur la sphère de rayon M_s .

Linéarisation - Tenseur de Polder

L'équation (17.49) décrit le mouvement libre. On note qu'elle est non linéaire en \mathbf{M} car \mathbf{H}_s dépend de \mathbf{M} (voir plus haut la définition de \mathbf{H}_s) et également à cause de la présence du terme d'amortissement.

On suppose maintenant la présence au sein du matériau d'un champ d'excitation \mathbf{h} . \mathbf{h} se distingue du champ statique \mathbf{H} dont l'effet a été inclus dans le couple de rappel. En particulier, \mathbf{h} peut varier rapidement dans le temps et on le qualifiera souvent de dynamique.

Insistons sur le fait qu'il s'agit du champ régnant effectivement dans le milieu au point considéré. Comme pour \mathbf{H} , son origine peut être soit une source extérieure, soit un effet démagnétisant, soit une combinaison des deux.

Considérons pour le moment le cas de l'amortissement nul (équation 17.46). \mathbf{h} s'ajoute simplement à \mathbf{H}_s et l'équation du mouvement devient :

$$d\mathbf{M}/dt = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times (\mathbf{H}_s + \mathbf{h}) \quad (17.50)$$

Cette équation reste non linéaire à cause de la présence du terme $\mathbf{M} \times \mathbf{h}$, et encore une fois parce que \mathbf{H}_s dépend de θ , donc de \mathbf{M} . Toutefois, elle peut être linéarisée en se plaçant dans l'hypothèse dite des petits signaux.

Pour cela, nous posons $\mathbf{m} = \mathbf{M} - \mathbf{M}_s$ et nous supposons que l'on a simultanément : $\mathbf{h} \ll \mathbf{H}_s$; $\mathbf{m} \ll \mathbf{M}_s$. Sachant que par définition, $\mathbf{M}_s \times \mathbf{H}_s = 0$, et que par hypothèse, $\mathbf{m} \times \mathbf{h}$ est un infiniment petit du deuxième ordre, il vient :

$$d\mathbf{m}/dt = -\gamma\mu_0 (\mathbf{M}_s \times \mathbf{h} + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_s) \quad (17.51)$$

Il résulte aussi de notre hypothèse de petits signaux que \mathbf{H}_s est maintenant un vecteur de module constant égal à $H_A + H_0$.

Construisons un système d'axes rectangulaire Oxyz en associant à Oz déjà défini, deux axes Ox et Oy. Le système étant de révolution autour de Oz, l'axe Ox peut être choisi arbitrairement dans le plan perpendiculaire à Oz. Soient m_1, m_2, m_3 les composantes de \mathbf{m} et h_1, h_2, h_3 , celles de \mathbf{h} , dans Oxyz. L'équation (17.51) se projette en :

$$\begin{aligned} dm_1/dt + \gamma\mu_0 H_s m_2 &= \gamma\mu_0 M_s h_2 \\ dm_2/dt - \gamma\mu_0 H_s m_1 &= -\gamma\mu_0 M_s h_1 \\ dm_3/dt &= 0 \end{aligned} \quad (17.52)$$

Supposons que l'excitation soit sinusoïdale de pulsation ω et posons :

$$\omega_H = \gamma\mu_0 H_s \quad \omega_M = \gamma\mu_0 M_s \quad (17.53)$$

Le système d'équation (17.52) permet de calculer la réponse \mathbf{m} en régime permanent. En effet, en adoptant la notation complexe on remarque que $d/dt = j\omega$, d'où le système d'équations :

$$\begin{vmatrix} -\omega_H & j\omega & 0 \\ j\omega & \omega_H & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \\ m_3 \end{pmatrix} = \omega_M \begin{pmatrix} -h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} \quad (17.54)$$

qui s'inverse sans difficulté, ce qui donne :

$$\begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \\ m_3 \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} K & jV & 0 \\ -jV & K & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} \quad (17.55)$$

où l'on pose :

$$K = \omega_H \omega_M / (\omega_H^2 - \omega^2) ; V = \omega \omega_M / (\omega_H^2 - \omega^2) \quad (17.56)$$

La matrice définie par l'équation (17.55) est la représentation dans Oxyz du tenseur de susceptibilité de rotation encore appelé *tenseur de Polder* [7]. Ce tenseur décrit un mécanisme élémentaire (rotation) en l'absence d'amortissement dans l'hypothèse de linéarité (faibles signaux) et de symétrie uniaxiale. On peut vérifier d'ailleurs, concernant ce dernier point, que la matrice considérée est invariante pour toute rotation autour de Oz. Compte tenu de sa forme, on peut sans limiter la généralité réduire la matrice de Polder à ses seules composantes dans le plan normal à \mathbf{M}_s .

$$|\chi| = \begin{vmatrix} K & jV \\ -jV & K \end{vmatrix} \quad (17.57)$$

Résonance gyromagnétique - Limite de Snoek

Pour $\omega = 0$, on voit que $V = 0$ et la matrice de susceptibilité se réduit au scalaire $\chi_s = \omega_M / \omega_H = M_s / H_s$. Pour $\omega \rightarrow \omega_H$, K et V divergent : c'est le phénomène de résonance gyromagnétique. Si l'on forme le produit de la susceptibilité statique par la pulsation de résonance, on obtient :

$$\chi_s \omega_H = \omega_M = \gamma \mu_0 M_s \quad (17.58)$$

Cette relation montre que, pour une valeur de M_s donnée, plus ω_H sera élevée et plus χ_s diminuera : elle exprime donc une *limitation des performances en fréquence* des matériaux magnétiques, connue sous le nom de limite de Snoek [8].

Introduction de l'amortissement dans la matrice de Polder

On trouve sans difficulté que la forme linéarisée de l'équation de Gilbert [6] en présence d'une excitation \mathbf{h} est la suivante :

$$d\mathbf{m}/dt = -\gamma \mu_0 (\mathbf{M}_s \times \mathbf{h} + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_s) + (\alpha / M_s) (\mathbf{M}_s \times d\mathbf{m}/dt) \quad (17.59)$$

En suivant la démarche déjà utilisée plus haut, on aboutit à la matrice de Polder modifiée. On trouve qu'il suffit de changer ω_H en $\omega_H + j\alpha\omega$ dans les formules (17.56) pour obtenir les nouvelles composantes de la matrice :

$$\begin{aligned} K &= \omega_M (\omega_H + j\alpha\omega) / (\omega_H^2 - \alpha^2\omega^2 - \omega^2 + 2j\alpha\omega\omega_H) \\ V &= \omega \omega_M / (\omega_H^2 - \alpha^2\omega^2 - \omega^2 + 2j\alpha\omega\omega_H) \end{aligned} \quad (17.60)$$

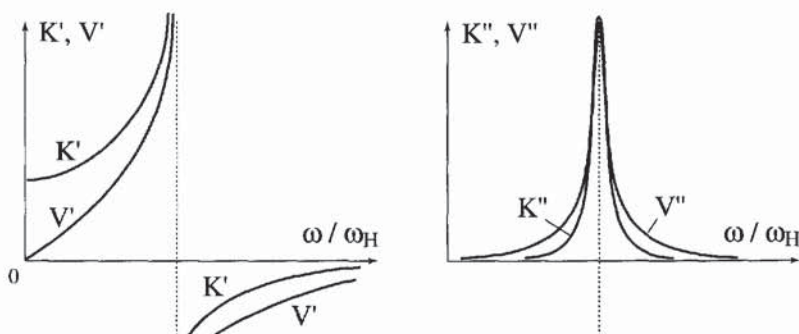


Figure 17.4 - Susceptibilités K et V en fonction de ω / ω_H :
 K' et V' sont les parties réelles, K'' et V'' les parties imaginaires

Ainsi les composantes K et V deviennent complexes et s'écrivent respectivement :

$$K = K' - jK'' ; V = V' - jV''$$

Les spectres correspondants sont tracés schématiquement sur la figure (17.4).

3.1.2. Rotation anisotrope

Revenons au début du paragraphe 3.1.1 et abandonnons l'hypothèse de symétrie uniaxiale. \mathbf{M}_s reste par définition l'aimantation au repos. Construisons à nouveau un système d'axes rectangulaire, que nous noterons $Ox'y'z$, où Oz est encore parallèle à \mathbf{M}_s . Une petite rotation de \mathbf{M} à partir de la position de repos \mathbf{M}_s se décrit par les seules composantes m_x' et m_y' sur Ox' et Oy' de $\mathbf{m} = \mathbf{M} - \mathbf{M}_s$. Comme la position $\mathbf{m} = 0$ est une position d'équilibre, la densité d'énergie U associée à l'écart (m_x' , m_y') se développe à l'ordre le plus bas nécessairement sous la forme :

$$U/\mu_0 = (1/2) A' m_x'^2 + (1/2) B' m_y'^2 + C m_x' m_y' \quad (17.61)$$

Si $m_x', m_y' \ll M_s$, on peut se contenter de limiter le développement à ces seuls termes. On peut montrer maintenant qu'en choisissant un autre système d'axes obtenu par une rotation convenable autour de Oz , l'expression (17.61) se diagonalise en :

$$U/\mu_0 = (1/2) A m_1^2 + (1/2) B m_2^2 \quad (17.62)$$

où m_1 et m_2 sont les composantes de \mathbf{m} sur les nouveaux axes. Insistons sur le fait que dans le cadre de nos hypothèses, il s'agit là de la situation la plus générale que l'on puisse rencontrer. A toute aimantation \mathbf{m} est donc associé d'après l'équation (17.62) un champ équivalent de rappel, de composantes $-dU/\mu_0 dm_1 = -Am_1$, $-dU/\mu_0 dm_2 = -Bm_2$ en général non colinéaire à \mathbf{m} . C'est en ce sens que l'on parle de rotation anisotrope.

En présence d'un champ réellement appliqué h_1, h_2 , on peut dans le calcul de la réponse dynamique tenir compte de ce champ de rappel en faisant simplement dans le second membre du système (17.54) du paragraphe 3.1.1 la substitution : $h_1 \rightarrow h_1 - Am_1$ et $h_2 \rightarrow h_2 - Bm_2$.

Toutefois, comme cette substitution rend compte du couple total agissant sur l'aimantation \mathbf{M} , il nous faut tout d'abord supprimer dans (17.54) la contribution due à H_s ce qui revient simplement à poser $\omega_H = 0$. Finalement, on aboutit à :

$$\begin{vmatrix} -A\omega_M & j\omega & 0 \\ j\omega & B\omega_M & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \\ m_3 \end{pmatrix} = \omega_M \begin{pmatrix} -h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} \quad (17.63)$$

En inversant ce système, on trouve une nouvelle matrice de susceptibilité :

$$|\chi| = \begin{vmatrix} K_1 & jV & 0 \\ -jV & K_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (17.64)$$

avec $K_1 = \omega_2 \omega_M / (\omega_1 \omega_2 - \omega^2)$; $K_2 = \omega_1 \omega_M / (\omega_1 \omega_2 - \omega^2)$; $V = \omega \omega_M / (\omega_1 \omega_2 - \omega^2)$; $\omega_1 = A \omega_M$; $\omega_2 = B \omega_M$.

Violation de la limite de Snoek

Les relations (17.64) révèlent une résonance à la pulsation $\omega_r = (\omega_1 \omega_2)^{1/2}$. En faisant $\omega = 0$, on vérifie que la matrice de susceptibilité est diagonale mais anisotrope avec $K_1(0) = \omega_M / \omega_1 = 1/A$, et $K_2 = \omega_M / \omega_2 = 1/B$.

Si $\omega_1 < \omega_2$, $K_1(0) > K_2(0)$ et si on forme le produit $K_1(0) \cdot \omega_r$, on obtient :

$K_1(0) \omega_r = \omega_M (\omega_2 / \omega_1)^{1/2}$. On voit que ce produit est supérieur à la limite de Snoek qui caractérise la rotation isotrope. On aura l'occasion de revenir sur ce point dans la suite.

Rotation anisotrope avec frottement

Dans le système (17.63), on peut ajouter le terme linéarisé correspondant au couple de Gilbert $(\alpha / M_s) d\mathbf{M} / dt \times \mathbf{M}$ ce qui conduit aux composantes suivantes de la matrice de susceptibilité dans le cas de rotation anisotrope avec frottement :

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{\omega_M (\omega_2 + j\alpha\omega)}{\omega_1 \omega_2 - (1 + \alpha^2) \omega^2 + j\alpha\omega(\omega_1 + \omega_2)} \\ K_2 &= \frac{\omega_M (\omega_1 + j\alpha\omega)}{\omega_1 \omega_2 - (1 + \alpha^2) \omega^2 + j\alpha\omega(\omega_1 + \omega_2)} \\ V &= \frac{\omega_M \omega}{\omega_1 \omega_2 - (1 + \alpha^2) \omega^2 + j\alpha\omega(\omega_1 + \omega_2)} \end{aligned} \quad (17.65)$$

3.2. MÉCANISME DE PAROI

Nous allons considérer ici le cas spécifique de la paroi de Bloch à 180° dans un matériau à anisotropie uniaxiale. Comme dans l'étude statique du chapitre 5, nous examinerons d'abord la situation un peu académique de la paroi plane infinie isolée.

L'origine étant placée au milieu de la paroi, soient Ox l'axe normal à celle-ci et Oz l'axe parallèle à l'aimantation de l'un des domaines. On supposera par exemple que le domaine situé à gauche de la paroi présente une aimantation égale à $+M_s$, celui de droite, une aimantation égale à $-M_s$ (figure 17.5-a).

Dans la paroi au repos, \mathbf{M} a une direction parallèle au plan yOz , repérée par l'angle θ .

Au chapitre 5, avec des notations différentes pour les axes, nous avons montré que la fonction $\theta(x)$ vérifiait l'équation :

$$2A d^2\theta / dx^2 - 2K_u \sin \theta \cos \theta = 0 \quad (17.66)$$

qui exprime l'équilibre au sein de la paroi entre le couple dû à l'échange et celui dû à l'anisotropie. Cette équation se met sous la forme plus commode :

$$\delta^2 d^2\theta / dx^2 - \sin \theta \cos \theta = 0 \quad (17.67)$$

où $\delta = (A / K_u)^{1/2}$ est un paramètre qui a la dimension d'une longueur.

Comme il a été montré au chapitre 5, δ mesure en fait, au facteur π près, l'épaisseur de la paroi au repos. On remarque enfin que toute fonction $\theta(x)$ qui vérifie :

$$d\theta/dx = \pm \sin \theta / \delta \quad (17.68)$$

est solution de l'équation (17.67).

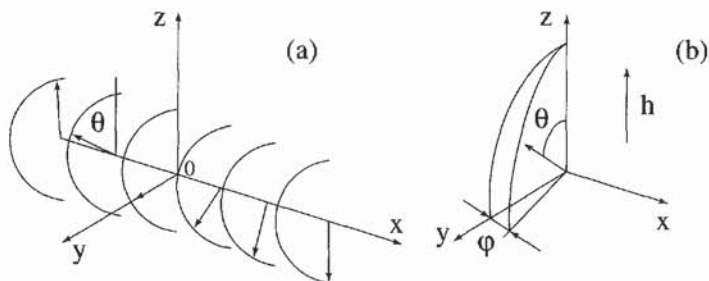


Figure 17.5 - (a) Structure de la paroi de Bloch au repos - (b) Effet de l'application d'un champ $\mathbf{h} // \text{Oz}$ pendant un temps $t_0 \ll 2\pi / (\gamma\mu_0 h)$

3.2.1. Comportement balistique - Masse de Döring [9]

Appliquons à l'instant $t = 0$ un champ \mathbf{h} aligné avec $+\mathbf{M}_s$. L'aimantation se trouve immédiatement soumise à un couple $\Gamma = \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{h}$. Ce couple, nul dans chacun des domaines, est en revanche non nul au sein de la paroi. Tant que l'on ne s'écarte pas de l'équilibre statique, c'est le seul couple agissant sur \mathbf{M} .

Par conséquent, comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, le résultat est une précession (dans le sens direct) de \mathbf{M} autour de Oz à la vitesse angulaire $\omega_z = \mu_0 \gamma h$.

A l'instant $t \ll 2\pi / \omega_z$, l'aimantation prend donc en chaque point une nouvelle position définie par θ , toujours égal à sa valeur statique, et par le nouvel angle $\varphi = \omega_z t \ll 2\pi$ (figure 17.5-b). Notons que φ est le même dans tout l'espace (y compris en dehors de la paroi où toutefois il perd toute signification). Notons aussi qu'il apparaît une aimantation longitudinale M_x qui, elle, dépend de x :

$$M_x = M_s \sin \theta \sin \varphi \sim M_s \varphi \sin \theta \quad (17.69)$$

Bien entendu, comme cette situation est hors équilibre, on s'attend à l'apparition d'un couple de réaction. Or on constate que dans cette nouvelle configuration de paroi (avec $\varphi \neq 0$ mais uniforme), l'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie sont restées rigoureusement les mêmes que dans la configuration au repos.

Le couple de réaction ne peut donc être lié ni à l'anisotropie ni à l'échange. Mais on peut remarquer que l'aimantation longitudinale donnée par (17.69) produit nécessairement un champ démagnétisant : $H_x = -M_x$.

Le couple recherché est donc dû à H_x et a pour effet d'induire une précession de \mathbf{M} autour de Ox à la vitesse angulaire :

$$\omega_x \sim d\theta/dt = \mu_0 \gamma H_x = -\mu_0 \gamma M_s \varphi \sin \theta = -\omega_M \varphi \sin \theta \quad (17.70)$$

Supposons maintenant qu'à l'instant $t_0 \ll 2\pi/\omega_z$, le champ h soit supprimé. Il y a donc arrêt instantané de la précession autour de Oz et l'angle φ reste fixé à la valeur $\varphi \sim \mu_0 \gamma H t_0 \ll 2\pi$.

Le seul mouvement qui subsiste est alors la précession de \mathbf{M} autour de Ox dans le champ démagnétisant de paroi. On note :

- ◆ que dans la mesure où φ reste très petit la précession s'effectue pratiquement dans le plan de la paroi zOy ,
- ◆ que le sens de cette précession est tel que θ diminue en tous points de la paroi, c'est-à-dire que \mathbf{M} se rapproche de $+\mathbf{M}_s$,
- ◆ que, d'après la relation (17.70), la vitesse angulaire de précession $\omega_x \sim d\theta/dt$ est distribuée dans l'épaisseur de la paroi selon le schéma de la figure 17.6-a.

Ainsi la distribution $\theta(x)$ évolue comme indiqué sur la figure 17.6-b, ce qui suggère une translation continue de la paroi à une certaine vitesse v (ici de gauche à droite). Si c'est effectivement le cas, alors θ devient une fonction de la seule variable $u = x - vt$.

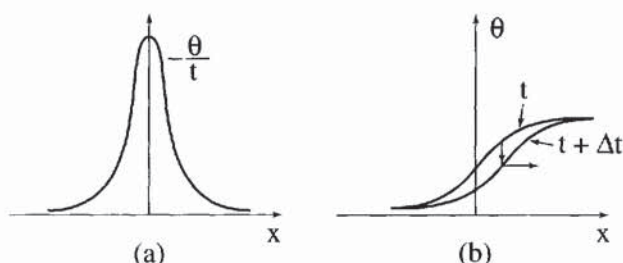


Figure 17.6 - (a) Distribution de la vitesse de précession autour de Ox d'après (17.72)
(b) Effet sur la distribution $\theta(x, t)$

La vitesse de précession $\partial\theta/\partial t$ vérifie donc la relation :

$$d\theta/dt = -v d\theta/du \quad (17.71)$$

et d'après (17.71),

$$d\theta/du = -(\omega_M \varphi \sin \theta)/v \quad (17.72)$$

Cette équation décrit la structure de la paroi en mouvement dans le repère lié à celle-ci. En se reportant à l'équation (17.68), on voit que cette structure reste identique, au faible azimuth φ près, à celle de la paroi au repos. Par identification, on trouve la vitesse :

$$v = \omega_M \delta \varphi = \omega_M \delta \mu_0 \gamma h t_0 = (\mu_0 \gamma)^2 h M_s \delta t_0 \quad (17.73)$$

Ce mouvement de translation à la vitesse v a été produit par une impulsion de champ d'amplitude h de durée t_0 . Il se poursuit indéfiniment après cette impulsion ! C'est un comportement qui rappelle celui d'un point matériel de masse m se déplaçant sans frottement : on peut parler de *régime balistique*. Bien sûr, ceci résulte du fait que nous n'avons pas tenu compte de l'amortissement (nous avons implicitement utilisé l'équation de Larmor).

Avant de revenir sur ce point, montrons que l'analogie de la paroi avec un point matériel peut être poussée assez loin. En effet, le champ h appliqué pendant la durée t_0 a produit sur la paroi une pression $2\mu_0 h M_s$ et donc une impulsion par unité de surface égale à $2\mu_0 h M_s t_0$. Le quotient $2\mu_0 h M_s t_0 / v$ définit donc l'équivalent d'une masse par unité de surface encore appelée *masse de Döring* [9] :

$$m_W = 2/(\mu_0 \gamma^2 \delta) \quad (17.74)$$

L'existence de cette masse d'inertie implique que la paroi en mouvement possède une énergie de surface :

$$\gamma = \sigma_W + 1/2 m_W v^2 \quad (17.75)$$

où σ_W est l'énergie superficielle au repos. On a vu que l'angle φ , et donc l'aimantation longitudinale M_x , sont proportionnels à la vitesse v , et on comprend que l'énergie *cinétique* est en fait l'énergie magnétostatique associée au champ démagnétisant $H_x = -M_x$.

3.2.2. Introduction de l'amortissement - Mobilité de paroi

On tient compte maintenant de l'amortissement en remplaçant l'équation de Larmor par celle de Gilbert. L'analyse se simplifie, si l'on traite le couple supplémentaire comme une faible perturbation.

Prenons en effet comme structure de la paroi en mouvement celle déterminée en l'absence d'amortissement, et exprimons le couple supplémentaire : le vecteur de module constant M tourne pratiquement dans le plan de la paroi. Le couple de frottement $(\alpha/M_s) \mathbf{M} \times d\mathbf{M}/dt$ est donc pratiquement normal à la paroi (on suppose toujours que φ est très petit) et de module :

$$(\alpha/\gamma M_s) M_s M_s \partial\theta/\partial t = (\alpha/\gamma) M_s \partial\theta/\partial t \quad (17.76)$$

Ce couple peut être équilibré en tous points de la paroi par un champ continu de module convenable appliqué selon Oz. En effet, le couple produit par un tel champ est, lui aussi, pratiquement normal à la paroi et son module est $\mu_0 h M_s \sin\theta$. Comme d'après (17.71), (17.72) et (17.73), $\partial\theta/\partial t = (v/\delta) \sin\theta$, il y a compensation des deux couples en tous points si la vitesse v vérifie la relation :

$$v = (\mu_0 \gamma \delta / \alpha) h \quad (17.77)$$

Cette solution correspond donc à un mouvement de translation identique au mouvement balistique décrit plus haut, c'est-à-dire avec conservation de la structure statique de la paroi au faible azimut φ près. Mais ici la présence continue du champ H est nécessaire, et il existe une relation linéaire entre v et h . Le coefficient de proportionnalité $\mu_0 \gamma \delta / \alpha$ est appelé *mobilité de paroi*.

Ce comportement est tout à fait analogue à celui d'un point matériel soumis à un frottement visqueux. On peut décrire la pression magnétique P par la relation :

$$P = 2\mu_0 h M_s = \eta_W v \quad (17.78)$$

η_W est un coefficient de frottement défini par unité de surface.

D'après (17.77) :

$$\eta_W = 2 M_s \alpha / (\gamma \delta) \quad (17.79)$$

Le rapport $m_W / \eta_W = (\alpha \omega_M)^{-1}$ est plus significatif que chacun des deux paramètres m_W ou η_W , car il a la dimension d'un temps et représente en gros la durée pendant laquelle se poursuit le mouvement balistique de la paroi après la suppression du champ, durée d'autant plus grande que le coefficient d'amortissement est plus petit. Comme $2\pi / \omega_M$ est de l'ordre d'une période de résonance gyromagnétique, et que α est un nombre sans dimension de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-3} voire 10^{-4} , on peut retenir que la durée du mouvement balistique est théoriquement de quelques périodes à quelques milliers de périodes. D'après cette théorie, le frottement de paroi est la conséquence du seul amortissement de la rotation tel qu'il apparaît dans la formulation de Gilbert. Nous reviendrons sur ce point dans la suite.

3.2.3. Equation du mouvement d'une paroi plane isolée

Nous venons de montrer qu'une paroi plane infinie isolée se comporte comme un point matériel de masse m_W soumis à un frottement visqueux. Par ailleurs, nous avons vu au chapitre 6 qu'une paroi écartée de sa position de repos au sein d'un matériau est généralement soumise à une pression de rappel dont les origines sont multiples.

Nous décrirons ici cette pression de rappel P_r de façon purement phénoménologique :

$$P_r = - R_W x \quad (17.80)$$

où x est le déplacement par rapport à la position d'équilibre et R_W la raideur de paroi. Compte tenu de tout ce qui précède, l'équation du mouvement s'écrit alors :

$$m_W d^2x/dt^2 + \eta_W dx/dt + R_W x = 2\mu_0 M_s h \quad (17.81)$$

où l'on a fait la généralisation évidente au cas où le champ h n'est pas colinéaire à l'axe facile. Il s'agit là d'une équation très familière, celle de l'oscillateur harmonique amorti. En régime sinusoïdal permanent, la solution de (17.81) exprimée en notation complexe s'écrit, avec $\omega_W^2 = R_W / m_W$:

$$\bar{x} = \frac{2\mu_0 M_s \bar{h}}{R_W - m_W \omega^2 + j\omega \eta_W} = \frac{2\mu_0 M_s \bar{h}}{R_W} \frac{\omega_W^2}{\omega_W^2 - \omega^2 + j \frac{\eta_W}{m_W} \omega} \quad (17.82)$$

Notons que cette expression décrit une résonance à la fréquence $\omega_W / 2\pi$. De telles résonances de paroi ont été effectivement observées et peuvent être considérées comme la confirmation expérimentale de l'existence d'une masse de paroi [10, 11].

3.2.4. Généralisation aux parois courbes

Si la paroi a une courbure faible devant l'inverse de son épaisseur δ , on peut admettre que sa structure interne reste voisine de celle de la paroi plane. On continue donc à caractériser localement cette paroi courbe par une masse superficielle m_W et un coefficient de frottement η_W .

L'équation du mouvement s'écrit donc localement :

$$m_W d^2x/dt^2 + \eta_W dx/dt + R_W x = 2\mu_0 M_s (h + h_d) + \Delta P \quad (17.83)$$

où R_W représente cette fois la contribution strictement locale à la pression de rappel.

Si la paroi est courbe, il apparaît en général des pôles et donc un champ démagnétisant dont on désigne par h_d la composante selon Oz. Enfin, par analogie avec la tension superficielle d'un liquide, la présence d'une courbure produit directement une pression liée à l'énergie superficielle σ_W :

$$\Delta P = \sigma_W (1/R_1 + 1/R_2) \quad (17.84)$$

où R_1 et R_2 sont les rayons de courbure principaux de la paroi au point considéré. Nous utiliserons plus loin ces résultats dans le cas de la courbure sphérique ($R_1 = R_2 = R$).

3.2.5. Relaxation de diffusion

Il s'agit d'une manifestation particulière d'un phénomène général qu'on appelle le traînage magnétique. On pourra à ce propos consulter par exemple le chapitre 6 et les références [12, 13, 14]. Ces effets sont associés à la présence dans le matériau magnétique de défauts ponctuels mobiles ayant en commun la propriété d'interagir avec l'aimantation et donc de contribuer à l'énergie d'anisotropie et par conséquent à l'énergie de paroi.

Les défauts étant mobiles, il devient possible – et c'est là un point essentiel – de modifier l'énergie du système aussi bien en déplaçant les défauts qu'en modifiant l'orientation de l'aimantation, ou en déplaçant une paroi.

De façon purement phénoménologique, on peut rendre compte du phénomène dans la réponse harmonique de la paroi isolée en introduisant dans l'équation (17.81) une raideur dépendant de la fréquence. En effet, à fréquence basse, la paroi se déplace doucement et les défauts ont le temps de migrer de façon à minimiser constamment l'énergie du système : on comprend que la raideur correspondante soit plutôt faible. A haute fréquence les défauts ne bougent plus, l'énergie d'interaction entre les défauts et l'aimantation est loin de son minimum et la raideur est plus élevée.

Le déplacement des défauts étant thermo-activé, ce phénomène est fortement dépendant de la température.

3.2.6. Désaccommodation

Après un cycle de désaimantation thermique ou sous champ alternatif, on observe dans pratiquement tous les matériaux une décroissance lente de la perméabilité en fonction du temps t selon une loi logarithmique : $\Delta\mu = -D' \log t$, où D' est une constante (voir § 5.3.2 du chapitre 6). Ce phénomène est attribué à une augmentation de la raideur de paroi qui trouve là encore son origine dans la présence de défauts mobiles interagissant avec l'aimantation.

La seule différence avec la relaxation de diffusion discutée ci-dessus réside dans les constantes de temps caractéristiques mises en œuvre : ici, elles sont comparativement très longues et surtout distribuées dans une très large gamme de valeurs. On montre que c'est cette distribution qui conduit à la loi logarithmique observée. Pour caractériser ce phénomène et conformément à la relation (17.23), les fabricants de ferrites donnent en fait le coefficient de désaccommodation sous la forme :

$$D = d\mu / (\mu^2 d\log t) = -\mu^2 D'.$$

4. SUSCEPTIBILITÉ DANS L'ÉTAT DÉSAIMANTÉ : LE PROBLÈME DE L'HOMOGENÉISATION

Dans les paragraphes précédents, nous venons de discuter la réponse harmonique d'un domaine ou d'une paroi isolés, au champ supposé connu régnant effectivement au niveau de ce domaine ou de cette paroi. Nous abordons maintenant le cas plus concret d'un matériau que l'on suppose dans l'état désaimanté, c'est-à-dire dans un état d'aimantation statique moyenne nulle.

Dans cette situation, le milieu apparaît comme hétérogène, puisque nécessairement divisé en domaines. A cette hétérogénéité purement magnétique peut se superposer une hétérogénéité structurale. C'est le cas des céramiques ou des alliages polycristallins qui se composent à la fois de domaines et de grains (cristallites).

Deux situations extrêmes sont possibles, et effectivement observées en pratique.

- ◆ chaque grain contient un grand nombre de domaines. C'est en général le cas des ferrites.
- ◆ les domaines sont plus gros, voire beaucoup plus gros que les grains. C'est souvent le cas des alliages métalliques doux cristallisés et *a fortiori* des alliages *nano-cristallisés*, ou bien encore des amorphes dans la mesure où ces derniers peuvent eux-mêmes être considérés comme une limite ultime de matériau nanocristallin.

On comprend qu'un volume ΔV pris arbitrairement dans l'échantillon autour d'un point M est suffisamment représentatif du matériau en ce point (donc indépendant de ΔV) dès qu'il contient un grand nombre de grains dans le premier cas, de domaines dans le second cas. De façon plus précise, les moyennes spatiales prises sur ΔV , $\langle \mathbf{m} \rangle$ de l'aimantation induite, et $\langle \mathbf{h} \rangle$ du champ, ont alors un sens suffisamment précis et l'on peut écrire :

$$\langle \mathbf{m} \rangle = \chi_{\text{eff}} \langle \mathbf{h} \rangle \quad (17.85)$$

ce qui définit la susceptibilité moyenne ou effective du milieu. Dans le cas général, elle est tensorielle. On n'introduit la notation $\langle \mathbf{m} \rangle$ et $\langle \mathbf{h} \rangle$ que dans la relation (17.85) pour définir la susceptibilité effective. Dans la suite, on revient à \mathbf{m} et \mathbf{h} . Ecrire la relation (17.85) revient à définir un milieu homogène équivalent au matériau hétérogène considéré. C'est pourquoi on parle de problème d'homogénéisation à propos de la détermination théorique de la susceptibilité effective.

4.1. LES APPROXIMATIONS D'ADDITIVITÉ OU DE MOYENNE

Dans ce type d'approche, on fait l'hypothèse que chaque domaine, chaque grain, et chaque paroi est soumis au même champ, le champ appliqué dans le matériau.

Cette hypothèse que nous critiquerons dans le paragraphe suivant permet en particulier de traiter chaque contribution (rotation ou déplacement de paroi) et même chaque élément (domaine, paroi ou grain) de façon indépendante.

4.1.1. Modèle de Snoek [8]

Snoek ne prend en compte que le processus de rotation. Le domaine i de volume V_i de susceptibilité tensorielle χ_i soumis au seul champ \mathbf{h} , porte un moment magnétique $\mathbf{m} = V_i \chi_i \mathbf{h}$.

L'aimantation moyenne d'un volume macroscopique V est alors :

$$\mathbf{m} = \sum_i (V_i / V) \chi_i \mathbf{h} = \left(\sum_i c_i \chi_i \right) \mathbf{h} = \chi_{\text{eff}} \mathbf{h} \quad (17.86)$$

où c_i est la concentration volumique de domaines ayant l'orientation repérée par l'indice i . Ainsi dans le cas d'un matériau à anisotropie uniaxiale et sans amortissement, la susceptibilité χ_i est celle de Polder et la susceptibilité effective χ_{eff} apparaît comme la simple moyenne de χ_i sur toutes les orientations de l'axe facile. Pour une répartition uniforme de ces orientations, on trouve que la susceptibilité se réduit au scalaire :

$$\chi = \frac{2}{3} K = \frac{2\omega_M \omega_H}{3(\omega_H^2 - \omega^2)} \quad (17.87)$$

D'après cette formule, où l'on néglige l'amortissement de rotation, le produit de la susceptibilité statique par la pulsation de résonance est donné par :

$$\chi(0) \omega_H = 2/3 \omega_M = 2/3 \gamma M_s \quad (17.88)$$

On retrouve la limite de Snoek du domaine unique (formule 17.58) au facteur $2/3$ près. C'est le plus grand mérite de ce modèle que de souligner, conformément à ce que l'on observe, qu'il n'est pas possible dans une famille de composés cubiques d'aimantation constante, d'augmenter simultanément la perméabilité statique et la fréquence de coupure.

4.1.2. Modèle de Globus et al. [15]

Le modèle de Globus ne prend en compte que le mécanisme de paroi et c'est en fait plus un modèle de raideur de paroi qu'un modèle d'homogénéisation. Néanmoins, comme la microstructure y joue un rôle essentiel, il n'est pas incohérent de le traiter dans ce paragraphe.

Globus admet que chacun des grains assimilé à une sphère de diamètre D est séparé en deux domaines par une paroi à 180° qui, dans l'état désaimanté et à champ nul, est en position diamétrale. On suppose aussi que, dans le cas de faibles excitations, le

pourtour de la paroi reste accroché à sa position de repos. L'excitation la plus simple est alors une déformation en calotte sphérique caractérisée par un rayon de courbure R et une flèche u , ces deux variables étant liées par la relation purement géométrique $R = D^2/8u$.

A cette déformation est associée, d'après l'équation (17.84), une pression de rappel due à la tension superficielle, $2\sigma_w/R = 16\sigma_w u/D^2$, d'où une contribution à la raideur de paroi par unité de surface :

$$R_w = 16\sigma_w/D^2 \quad (17.89)$$

En l'absence d'interaction entre les grains, la susceptibilité statique ($\omega = 0$) de la céramique s'écrit alors, d'après (17.89) et (17.82) :

$$\chi = (1/4)\mu_0 S' D^2 M_s^2 / \sigma_w \quad (17.90)$$

où S' est une surface moyenne pondérée de paroi par unité de volume qui tient compte de la répartition d'orientation des parois par rapport au champ appliqué.

On vérifie que S' est de l'ordre de $1/D$ si bien que :

$$\chi = (1/4)\mu_0 D M_s^2 / \sigma_w \quad (17.91)$$

Le modèle prévoit donc bien conformément à l'expérience (voir paragraphe 6.1) une variation linéaire des susceptibilité et perméabilité statiques avec le diamètre des grains. Signalons toutefois qu'une autre interprétation de ce comportement a été proposée plus récemment [16].

Dans le cas général ($\omega \neq 0$), avec $\omega_w^2 = \sigma_w/4Dm_w$, le modèle donne la susceptibilité complexe :

$$\chi = \frac{\mu_0 D M_s^2}{4\sigma_w} \frac{\omega_w^2}{\omega_w^2 - \omega^2 + j \frac{\eta_w}{m_w} \omega} \quad (17.92)$$

Selon Guyot *et al* [17], on peut négliger dans la plupart des cas l'effet de l'inertie de paroi et ne tenir compte que du frottement, ce qui revient à faire tendre m_w vers zéro et donc ω_w vers l'infini. En posant $\tau = \eta_w/R_w$, l'expression ci-dessus devient alors :

$$\chi = \frac{\mu_0 D M_s^2}{4\sigma_w} \frac{1}{1 + j\omega\tau} \quad (17.93)$$

ce qui caractérise une forme particulière de dispersion appelée relaxation de paroi et qui a été étudiée en détail, notamment par Guyot *et al.* [17] dans le grenat $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) un *matériau d'école* non utilisé en radiofréquences, mais sur lequel nous reviendrons à propos des applications hyperfréquences. Cette étude confirme par ailleurs que le frottement de paroi n'est pas la conséquence du seul amortissement de rotation. Il existe à l'évidence d'autres mécanismes non encore élucidés.

Signalons enfin pour clore ce paragraphe qu'une difficulté du modèle de Globus relevée par plusieurs auteurs [18] est qu'il ne prend pas en compte le champ démagnétisant associé à la paroi courbe.

4.2. MODÈLE DU MILIEU EFFECTIF

A l'origine, la théorie du milieu effectif s'applique à un composite aléatoire à n phases supposées isotropes. Par symétrie, il est alors évident que la susceptibilité effective reste elle-même isotrope. Par exemple, dans un composite magnétique à deux phases de susceptibilités respectives χ_1 et χ_2 , la théorie permet de calculer χ_{eff} en fonction de χ_1 , χ_2 et des concentrations volumiques c_1 et $c_2 = 1 - c_1$ des deux constituants.

En toute rigueur, et contrairement à ce que l'on suppose dans l'approximation du paragraphe 4.1, la susceptibilité effective d'un composite ne peut être donnée par une loi d'additivité :

$$\chi_{\text{eff}} \neq c_1 \chi_1 + c_2 \chi_2 \quad (17.94)$$

En effet, une telle loi suppose que chaque grain du composite soit soumis au même champ. Or cette hypothèse conduit inévitablement à une incohérence, car soumis au même champ, des grains voisins de natures différentes produisent des aimantations différentes. Il y a donc nécessairement fluctuation spatiale de l'aimantation à l'échelle des grains et par conséquent apparition de pôles, ce qui en définitive implique une fluctuation du champ lui-même.

C'est là toute la difficulté du calcul de χ_{eff} , de ce que les spécialistes appellent le problème de l'homogénéisation.

L'approche dite de milieu effectif [19, 20] fournit dans de nombreux cas une solution analytique à ce problème. Ce n'est que récemment qu'elle a été appliquée aux ferrites. On trouvera dans l'appendice en fin de ce chapitre une description détaillée du principe de cette méthode, et de son application au cas qui nous intéresse ici, à savoir le calcul de la susceptibilité effective d'une céramique magnétique. Nous ne ferons ici que préciser les hypothèses de départ de ce modèle dû à Bouchaud et Zerah [21].

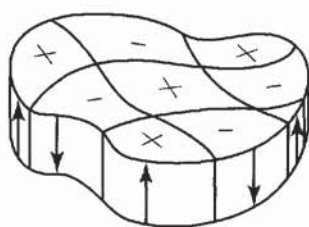


Figure 17.7 - Structure en domaines du grain dans le modèle de Bouchaud et Zerah

On suppose que chaque grain est divisé en un grand nombre de domaines à 180° , conformément au schéma de la figure 17.7 qui représente une structure invariante en moyenne pour toute rotation du grain autour de l'axe Oz parallèle à l'aimantation de chaque domaine. En d'autres termes, on admet avec Bouchaud et Zerah [21] que le grain est en moyenne isotrope dans le plan perpendiculaire à Oz .

On utilise la méthode du milieu effectif à deux niveaux. Dans un premier temps, on calcule la susceptibilité effective du grain, c'est-à-dire d'une population de domaines à 180° . Dans un deuxième temps, connaissant la susceptibilité des grains, on calcule la susceptibilité de la céramique, c'est-à-dire celle d'une population de grains dont les orientations sont aléatoires. Si l'on ne tient compte que du mécanisme de rotation, on obtient (voir appendice) un résultat très simple, valable en toute rigueur pour $|\mu_{\text{eff}}| \gg 1$:

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \sqrt{(1 + K)^2 - V^2} \quad (17.95)$$

où K et V sont les composantes de la matrice de Polder définies au paragraphe 3.1.

Si l'on néglige l'amortissement de rotation, il vient :

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(\omega_M + \omega_H)^2 - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}} \quad (17.96)$$

résultat particulièrement simple, qui explique déjà au moins qualitativement les faits expérimentaux les plus saillants.

En effet, comme le terme sous le radical est négatif entre ω_H et $\omega_H + \omega_M$, la perméabilité complexe $\mu_{\text{eff}} = \mu'_{\text{eff}} - j\mu''_{\text{eff}}$ est purement imaginaire à l'intérieur de ce même intervalle et purement réelle à l'extérieur. Le spectre correspondant est schématisé sur la figure 17.8-a et l'on constate qu'il reproduit, certes de façon très caricaturale, une caractéristique remarquable des spectres expérimentaux (voir figure 17.15) à savoir l'existence d'un pic de pertes (μ''_{eff}) très asymétrique avec un maximum à ω_H et une décroissance lente (à peu près en $1/\omega$) pour $\omega \gg \omega_H$.

La figure 17.8-b donne le spectre calculé en tenant compte cette fois d'un amortissement non nul ($\alpha \sim 1$). Comme on pouvait s'y attendre, l'effet de l'amortissement est essentiellement de gommer les divergences sans trop déplacer les fréquences caractéristiques. La ressemblance avec les spectres expérimentaux devient alors frappante !

Le modèle prévoit bien entendu une limite de Snoek, avec toutefois d'après (17.96), un facteur $1/2$ à la place du facteur $2/3$ donné par le modèle d'additivité du paragraphe 4.1. Les comparaisons détaillées [22] entre les spectres expérimentaux et ceux prévus par l'équation (17.95) montrent d'une façon plus générale, un bon accord dans la mesure où le mécanisme de paroi peut être négligé.

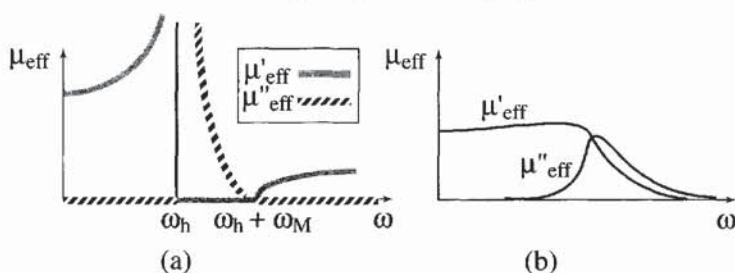


Figure 17.8 - Spectres théoriques d'après l'équation (17.96)
(a) sans amortissement - (b) avec amortissement (schématique)

4.3. CONTRIBUTION DE PAROI ET CONTRIBUTION DE ROTATION

Chacun des modèles étudiés ci-dessus met en définitive l'accent sur un mécanisme particulier d'aimantation, mouvement des parois ou rotation d'aimantation. Or il est certain que, dans les ferrites usuels, les deux mécanismes contribuent de façon inégale

à la perméabilité. Un exemple particulièrement instructif, mais qui ne concerne pas précisément un matériau usuel (du moins dans les applications aux radiofréquences) est donné sur la figure 17.9 d'après Guyot *et al* [14].

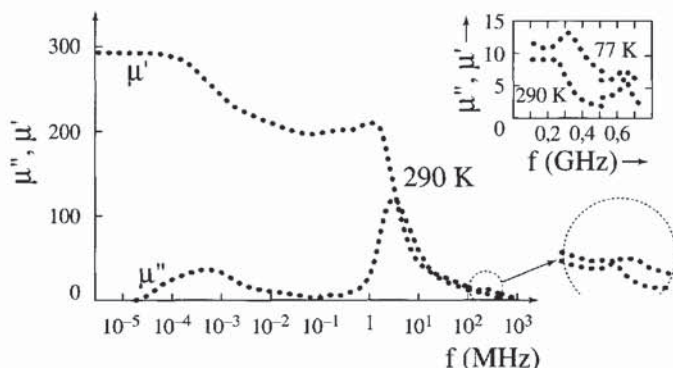


Figure 17.9 - Spectre de perméabilité complexe d'une céramique de YIG

L'encart est un agrandissement de la partie de la courbe principale contenue dans le cercle.

On voit nettement dans ce spectre, une relaxation de diffusion autour de 800 Hz, la relaxation de paroi (en fait une résonance très amortie) vers 6 MHz, et enfin une faible dispersion de rotation au-delà de 100 MHz.

Dans les ferrites Ni-Zn et surtout Mn-Zn la séparation de la contribution de paroi et de la contribution de rotation et *a fortiori* l'estimation quantitative de leurs valeurs relatives n'est pas un problème trivial et c'est la raison pour laquelle il fait encore l'objet de controverses [18].

Une difficulté essentielle mais souvent méconnue est que ces deux contributions ne sont pas *a priori* additives ! C'est du moins ce que montre le modèle de milieu effectif, tel qu'il est exposé en appendice.

5. SUSCEPTIBILITÉ DANS L'ÉTAT SATURÉ

MODES MAGNÉTOSTATIQUES

Nous allons nous intéresser ici à la situation dans laquelle le milieu magnétique est saturé par application d'un champ statique interne H (souvent dit de polarisation). Pour simplifier, on admettra que l'anisotropie intrinsèque du matériau est négligeable si bien que seul le champ H contribue au couple de rappel de l'aimantation. Cette approximation généralement valable en pratique permet de traiter simultanément le cas des milieux monocristallins et polycristallins.

Cette situation est beaucoup plus simple que celle étudiée dans le paragraphe précédent, car non seulement le seul mécanisme élémentaire de susceptibilité qui demeure dans ce cas est la rotation d'aimantation, mais aussi parce que les effets de composite associés aux domaines disparaissent.

5.1. SUSCEPTIBILITÉS ET PERMÉABILITÉS CIRCULAIRES GYROTROPIE

Pour commencer, nous considérons un milieu illimité soumis au champ statique interne H parallèle à l'axe Oz d'un repère rectangulaire $Oxyz$.

Cette situation rappelle celle déjà étudiée au paragraphe 3.1.1, mais il faut réaliser qu'ici, c'est le milieu dans son ensemble qui est monodomaine et que – plus accessoirement – H_s se réduit à H .

Si, dans le système linéaire (17.55), on fait le changement de variable suivant :

$$m_+ = m_1 + j m_2 ; m_- = m_1 - j m_2 \quad (17.97)$$

$$\text{on obtient : } m_+ = (K + V) h_+ = \chi_+ h_+ ; m_- = (K - V) h_- = \chi_- h_- \quad (17.98)$$

$$\text{avec } h_+ = h_1 + j h_2 \quad h_- = h_1 - j h_2 \quad (17.99)$$

ce qui revient à diagonaliser la matrice de susceptibilité. Les composantes m_+ , m_- , h_+ et h_- sont qualifiées de circulaires. On comprend pourquoi, si l'on s'intéresse par exemple aux valeurs instantanées $m_1(t)$ et $m_2(t)$ ainsi notées pour les distinguer de m_1 et m_2 qui sont – rappelons-le – des composantes complexes !

Ecrivons en effet $m_1(t) = m \cos \omega t = \text{Re}(m \exp j \omega t)$ et examinons deux situations :

- ♦ $m_+ = m_1 + j m_2 = 0$ donc $m_2 = j m_1 = j m$ et $m_- = m_1 - j m_2 = 2m$. On voit alors que $m_2(t) = -m \sin \omega t$, si bien que le vecteur aimantation instantanée est à module constant et tourne dans le plan Oxy dans le sens rétrograde à la vitesse angulaire ω : il est naturel que ce soit effectivement cette situation qui corresponde à $m_+ = 0$ et $m_- \neq 0$.
- ♦ $m_- = 0$. On vérifie que cette situation correspond à $m_+ \neq 0$ et à une aimantation tournant dans le sens direct.

Le passage aux composantes circulaires de perméabilité est immédiat et nous sera utile dans la suite :

$$\mu_+ = 1 + \chi_+ ; \mu_- = 1 + \chi_- \quad (17.100)$$

Les relations (17.98) montrent que χ_+ et χ_- sont *a priori* différents et donc que la réponse du matériau polarisé à un champ tournant dépend du sens de rotation du champ : c'est ce phénomène que l'on nomme *gyrotropie*. La résonance de la susceptibilité interne étudiée au paragraphe 3.1.1 correspond d'après (17.56) à $\omega = \omega_H$ et à $K = V \rightarrow \infty$.

Par conséquent, la résonance à ω_H correspond aussi à $\chi_+ \rightarrow \infty$ tandis que $\chi_- = 0$. La gyrotropie du système est alors maximum et on comprend le terme de résonance gyromagnétique employé au paragraphe 3.1.1.

Un champ sinusoïdal appliqué selon un des axes Ox ou Oy , peut se décomposer en une composante circulaire directe et une composante circulaire rétrograde. On voit qu'à la résonance, seule la composante directe va donner lieu à une réponse puisque

$\chi_- = 0$. La réponse résonante du matériau excité par un champ rectiligne (par opposition à champ tournant) sera encore une aimantation tournante.

Nous verrons plus loin que cette propriété est mise à profit dans ce que l'on appelle communément les filtres à YIG.

5.2. RÉSONANCE MAGNÉTOSTATIQUE UNIFORME

Considérons un échantillon en forme d'ellipsoïde d'axes Ox , Oy , Oz d'un matériau ferro- ou ferrimagnétique à anisotropie uniaxiale d'axe de facile aimantation Oz soumis au champ statique H (souvent dit de polarisation) parallèle à Oz de façon à conserver la symétrie uniaxiale. On précise que H est le champ interne à l'échantillon et on rappelle qu'il est relié au champ externe H_0 (supposé également parallèle à Oz) par la relation $H = H_0 - N_z M$ où N_z est le coefficient de champ dépolarisant de l'ellipsoïde selon la direction Oz .

La susceptibilité dynamique interne de l'échantillon est donc uniforme et décrite par la matrice de Polder (17.57). Nous allons nous intéresser ici à la *susceptibilité dynamique externe* χ_e .

Pour passer de la matrice de Polder à la matrice de susceptibilité externe, on peut utiliser la transformation (17.20), sachant que dans $Oxyz$ la matrice des coefficients de champ démagnétisant de l'ellipsoïde est diagonale, de composantes principales N_x , N_y , N_z . On peut aussi récrire le système (17.54) en exprimant les composantes de champ dynamique interne en fonction des composantes externes et des composantes d'aimantation dynamique, puis l'inverser.

Le résultat est une matrice de susceptibilité externe qui prend exactement la forme (17.64) où ω_1 et ω_2 sont remplacés par :

$$\omega_1 = \omega_H + N_x \omega_M \quad \omega_2 = \omega_H + N_y \omega_M \quad (17.101)$$

avec $\omega_H = \gamma \mu_0 H$ et $\omega_M = \gamma \mu_0 M_s$. Ainsi, l'effet de forme traduit par les coefficients de champ démagnétisant se révèle identique à celui d'une anisotropie. C'est la raison pour laquelle on parle souvent d'anisotropie de forme. La raison profonde de cette analogie se comprend immédiatement si on examine le couple de rappel auquel est soumise l'aimantation quand on l'écarte d'un axe principal de l'ellipsoïde.

Prenons pour simplifier le cas d'un ellipsoïde de révolution autour de l'axe Oz et écartons l'aimantation de l'axe Oz d'un angle faible $\Delta\theta$, par exemple dans le plan zOx .

Outre les contributions connues dues à H et à l'anisotropie intrinsèque du matériau, on vérifie immédiatement qu'il apparaît en effet un couple de rappel supplémentaire $N(M_s, \Delta\theta) M_s = H_F M_s \Delta\theta$, ce qui montre que $H_F = N M_s$ joue exactement le même rôle qu'un champ d'anisotropie uniaxiale.

Revenons à l'ellipsoïde général. Les composantes K_1 , K_2 et V de la matrice (17.64) divergent en l'absence d'amortissement à la pulsation $(\omega_1, \omega_2)^{1/2}$. Sachant que

$\omega_H = \gamma\mu_0 H = \gamma\mu_0 (H_0 - N_z M_s)$, on obtient la fameuse formule de Kittel [23] qui donne la pulsation de résonance de la susceptibilité externe d'un ellipsoïde :

$$\omega_R = \gamma\mu_0 \sqrt{\{H_0 + (N_x - N_z)M_s\}\{H_0 + (N_y - N_z)M_s\}} \quad (17.102)$$

Cette résonance est qualifiée de magnétostatique car les effets démagnétisants y jouent le rôle essentiel. On verra plus loin comment ce phénomène peut être d'une part mis en évidence et d'autre part exploité dans des applications. En pratique, les géométries utilisées se réduisent à la sphère et à la couche mince, cette dernière étant assimilable à un ellipsoïde de révolution très aplati.

Pour la sphère on a $N_x = N_y = N_z = 1/3$, d'où le résultat très simple :

$$\omega_R = \gamma\mu_0 H_0 \quad (17.103)$$

Pour la couche mince, il y a deux situations extrêmes, polarisation perpendiculaire et polarisation parallèle.

En polarisation perpendiculaire : $N_z = 1$, $N_x = N_y = 0$, d'où :

$$\omega_R = \gamma\mu_0 (H_0 - M_s) \quad (17.104)$$

En polarisation parallèle, on choisit Oy comme normale au plan de la couche : $N_x = N_z = 0$; $N_y = 1$.

$$\omega_R = \gamma\mu_0 \{H_0 (H_0 + M_s)\}^{1/2} \quad (17.105)$$

5.3. RÉSONANCE NON UNIFORME : MODES MAGNÉTOSTATIQUES

A la pulsation de résonance ω_R du tenseur de susceptibilité externe χ_e d'un ellipsoïde, correspond une solution non nulle de l'équation :

$$\chi_e^{-1} \mathbf{m} = 0 \quad (17.106)$$

où \mathbf{m} est un vecteur uniforme dont les composantes oscillent à la fréquence $\omega_R/2\pi$.

Pour être concret, considérons le cas de la sphère et supposons qu'en l'absence d'excitation extérieure l'aimantation soit écartée de sa direction d'équilibre Oz , par exemple en l'inclinant dans le plan zOx du même petit angle $\Delta\theta$ dans tout le volume de la sphère. Si à l'instant t initial l'aimantation est libérée, le mouvement libre qui suit est par définition la solution de (17.106) qui satisfait à $m_x = M_s \Delta\theta$ à $t = 0$. On parlera alors du mode magnétostatique uniforme.

On peut considérer ce mode comme la solution d'un problème d'autocohérence schématisé sur la figure 17.10-a, qui ne fait que traduire le fait que dans le mouvement libre, l'aimantation dynamique \mathbf{m} est produite via la susceptibilité interne χ par le seul champ démagnétisant $-\mathbf{Nm}$. L'intérêt de cette approche est de suggérer aussi une question. Si \mathbf{m} n'est pas uniforme, le champ démagnétisant qui en résulte est solution des équations de la magnétostatique pour une répartition donnée d'aimantation, et il est lui-même non uniforme : existe-t-il alors des répartitions particulières de \mathbf{m} qui satisfont le diagramme d'auto-cohérence plus général présenté sur la figure 17.10-b.

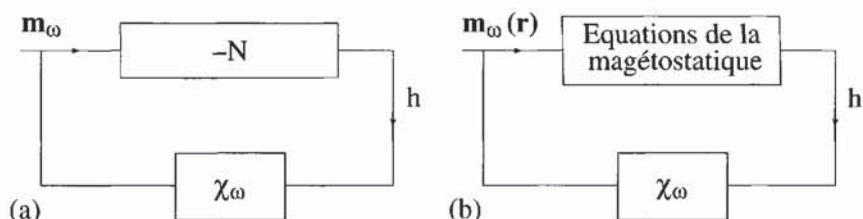


Figure 17.10 - Diagramme d'autocohérence

(a) pour le mode uniforme d'un ellipsoïde - (b) pour les modes non uniformes

La réponse a été donnée par Walker dès 1957 [24]. Il existe effectivement une infinité de telles répartitions, conformément à la règle très générale qui veut que, dans tout système dynamique linéaire, le nombre de modes soit égal au nombre de degrés de liberté (qui est infini pour un continuum).

Un mode magnétostatique se caractérise donc par un profil, c'est-à-dire une certaine répartition spatiale d'amplitude de l'oscillation d'aimantation (définie à une constante multiplicative près), et par une certaine pulsation propre.

Le mode uniforme d'un ellipsoïde n'apparaît ainsi que comme un mode magnétostatique particulier dont le profil est une distribution uniforme et dont la pulsation propre est donnée par (17.102). La figure 17.11 donne, d'après Walker [24], une idée du profil correspondant à un mode non uniforme de la sphère.

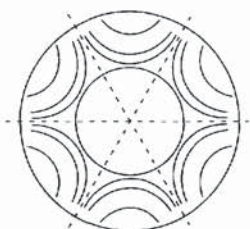


Figure 17.11

Exemple de profil de mode magnétostatique non uniforme dans une sphère, d'après Walker [24]

Il s'agit de la distribution instantanée (pour $\omega t = m.2\pi$, m entier) du vecteur aimantation dynamique dans le plan équatorial.

On parle dans ce cas de modes de propagation et on les caractérise par un *profil transverse* spécifique $\mathbf{m}(x, y)$ et une relation de dispersion $\omega(\mathbf{k})$. Les modes de propagation magnétostatique dans le plan d'une couche mince ont été étudiés pour diverses configurations [25]. Si Oy est la normale à la couche, il y a deux dimensions selon lesquelles l'échantillon est réputé infini (du moins à l'échelle des longueurs d'onde $2\pi/k$ considérées) ce sont Oz et Ox . Les modes étudiés sont ceux qui se propagent selon une de ces dimensions, par exemple Oz et pour lesquels \mathbf{m} est indépendant de l'autre (x). Le profil caractéristique se réduit alors à une distribution selon la seule épaisseur, $\mathbf{m}(y)$ et la relation de dispersion à une fonction d'une seule variable $\omega = \omega(k_z)$.

La notion de mode magnétostatique introduite ici pour des échantillons limités dans leurs trois dimensions se généralise à des géométries illimitées selon au moins une dimension par exemple selon un axe Oz . Les profils de modes ont alors la forme d'une onde se propageant selon Oz :

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}(x, y) \exp j(\omega t - kz).$$

On parle dans ce cas de modes de propagation et on les caractérise par un *profil transverse* spécifique $\mathbf{m}(x, y)$ et une relation de dispersion $\omega(\mathbf{k})$.

Les modes de propagation magnétostatique dans le plan d'une couche mince ont été

Enfin la notion de mode magnétostatique se généralise aussi au cas des échantillons illimités dans les trois directions de l'espace. Les profils sont des ondes planes qui s'expriment en fonction du vecteur coordonnée \mathbf{r} , et du vecteur d'onde \mathbf{k} par :

$$\mathbf{m} = \overline{\mathbf{m}} \exp j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (17.107)$$

La relation de dispersion correspondante prend une forme particulièrement simple. Soit en effet Oz l'axe portant à la fois le champ de polarisation et l'aimantation spontanée. Comme le système est de révolution autour de Oz, il suffit de repérer le vecteur \mathbf{k} par son module k et l'angle θ qu'il fait avec Oz. On montre alors que :

$$\omega = \{\omega_H(\omega_H + \omega_M \sin^2 \theta)\}^{1/2} \quad (17.108)$$

où l'on rappelle que $\omega_H = \gamma \mu_0 H$ et $\omega_M = \gamma \mu_0 M_s$.

Ainsi la pulsation propre des modes se propageant selon la direction θ est indépendante de k . Pour $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$, on retrouve la pulsation propre des modes uniformes d'une plaque mince polarisée respectivement selon sa normale et dans son plan. On notera bien que, dans les relations (17.104) et (17.105), le champ H_0 est le champ externe.

L'ensemble des modes magnétostatiques de la forme (17.107) occupe donc dans le plan (ω, k) une bande de pulsation $[\omega_H, (\omega_H(\omega_H + \omega_M))^{1/2}]$ qui joue comme nous allons le voir un rôle fondamental dans l'amortissement de la résonance uniforme. Les modes magnétostatiques sont en pratique utilisés soit comme un moyen d'étude des matériaux, soit dans des dispositifs qui seront brièvement décrits plus loin.

5.4. RÔLE DE L'INTERACTION D'ÉCHANGE : ONDES DE SPINS

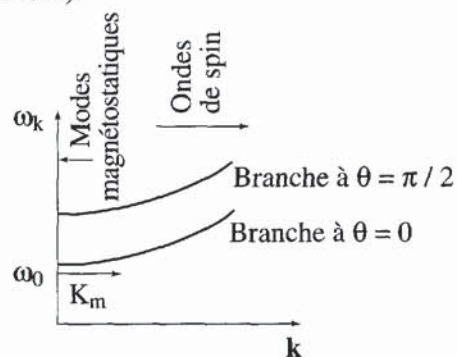
Nous avons vu, notamment dans l'étude des parois de domaine, qu'à une variation spatiale de la direction locale de l'aimantation était associée une densité de couple liée à l'énergie d'échange. Ce couple s'ajoute à celui dû au champ démagnétisant dynamique et modifie les relations de dispersion. On montre en particulier que la formule (17.108) devient :

$$\omega_k = [\{\omega_H + k^2 \omega_M A / \mu_0 M_s^2\} \{\omega_H + \omega_M (\sin^2 \theta + k^2 A / \mu_0 M_s^2)\}]^{1/2} \quad (17.109)$$

Les courbes de dispersion correspondant à : $0 < \theta < \pi/2$ occupent dans le plan (ω, k) une bande limitée par deux paraboles (figure 17.12).

Figure 17.12
Relations de dispersion
des ondes planes magnétostatiques
et des ondes de spins

Condition de couplage de la résonance uniforme aux modes d'ordres supérieurs. Le segment de longueur K_m représente la limite supérieure du spectre des hétérogénéités.



Dans cette bande, on peut définir certes de manière assez vague, les domaines d'existence des modes magnétostatiques ($k \rightarrow 0$) et des ondes de spins ($k \rightarrow \infty$).

Comme nous l'avons déjà signalé plus haut, cette bande – modifiée ici par l'interaction d'échange – joue un rôle essentiel dans les mécanismes physiques de l'amortissement de rotation. Cette question a fait l'objet de très nombreux articles et ouvrages [26, 27]. Un mécanisme prépondérant dans l'amortissement de la rotation uniforme est le transfert de l'énergie de ce mode vers les modes d'ordres supérieurs par une cascade de couplages dont l'aboutissement ultime est l'excitation d'ondes de spins de très courtes longueurs d'onde et finalement de vibrations du réseau cristallin (échauffement). On trouvera entre autres dans la référence [27] une discussion détaillée des différentes causes de couplage entre les modes (modes tels qu'ils sont définis dans la situation idéale). Une cause essentielle est l'existence – même au sein d'un matériau monocristallin – d'inhomogénéités statiques telles que variations locales de l'anisotropie, défauts divers, pores, inclusions ... Ces hétérogénéités se comportent en présence d'une oscillation uniforme d'aimantation comme des *sources secondaires* dont on peut décrire la répartition spatiale par un spectre de vecteurs d'onde \mathbf{K} .

La condition d'excitation d'un mode de vecteur \mathbf{k} par une oscillation uniforme à la pulsation ω_0 (qui se caractérise par ailleurs par un vecteur d'onde de module $k = 0$) s'écrit alors $\omega_k = \omega_0$ et $\mathbf{k} = \mathbf{K}$. Cette condition se traduit de façon très schématique par la construction de la figure 17.12 où le segment horizontal d'ordonnée ω_0 a pour longueur la limite supérieure du spectre représentant les inhomogénéités. On voit en définitive que le couplage n'existe que dans une certaine bande de fréquence, grossièrement entre ω_H et $\{\omega_H(\omega_H + \omega_M)\}^{1/2}$. L'expérience montre que l'amortissement est effectivement plus important dans cette bande qu'à l'extérieur (figure 17.13).

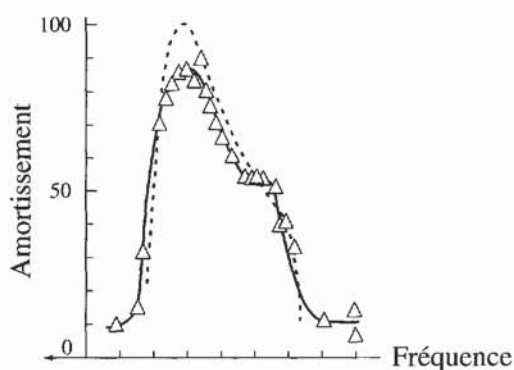


Figure 17.13
Amortissement de rotation en fonction
de la fréquence dans une céramique
de YIG substitué (YIG : Ca, V),
d'après Patton [27]

Les triangles sont des points expérimentaux, tandis que la courbe en pointillés est une courbe théorique. Les unités sont arbitraires sur les deux axes.

Ce mécanisme dit à *deux magnons* n'est pas compatible avec la description phénoménologique de Gilbert, du moins sous sa forme générale (17.49). En revanche, les expressions (17.60) restent valables à condition d'admettre que le coefficient α dépend de la fréquence.

6. PANORAMA DES MATÉRIAUX ET DES APPLICATIONS RADIOFRÉQUENCES

Les matériaux doux les plus utilisés dans le domaine radiofréquence (typiquement en dessous de 100 Mhz) sont des céramiques (polycristaux) d'oxydes mixtes de formules très diverses que l'on désigne par le terme général de ferrites. Comme déjà signalé dès le début de ce chapitre, l'avantage décisif des ferrites sur les alliages métalliques, notamment ceux de l'électrotechnique, est leur caractère d'isolant ou de semi-conducteur, ce qui élimine ou du moins atténue le problème des courants induits ou de l'effet de peau (on se reportera par exemple au tableau 17.1 et au paragraphe qui s'y rapporte).

De très nombreux ouvrages ont déjà été consacrés aux divers aspects, fondamentaux ou appliqués des ferrites [28, 29, 30, 31]. Le lecteur est invité à consulter ces ouvrages pour une description plus complète que ce bref panorama, ainsi – bien entendu – que la partie du chapitre 4 de ce livre qui traite du ferrimagnétisme.

Dans les applications radiofréquences, la caractéristique pertinente est – sauf exception – la perméabilité complexe $\mu' - j\mu''$ dans l'état désaimanté, sans champ de polarisation statique. Nous avons discuté, dans les paragraphes précédents, les mécanismes qui régissent cette perméabilité. Ici, nous ne ferons que décrire les comportements observés qui sont strictement utiles au concepteur de dispositifs.

Deux familles de matériaux sont plus spécialement utilisées dans les composants radiofréquences, ce sont les ferrites spinelles, que nous avons déjà rencontrés au paragraphe 5 du chapitre 16, et les hexaferrites planaires.

6.1. SPINELLES

A l'origine, le terme spinelle désigne un type de structure cristalline cubique, celle du minéral naturel $MgAl_2O_4$ qui n'est pas magnétique. La formule générale des spinelles s'écrit $X^{2+}(Y^{3+})_2(O^{2-})_4$, et leur structure est représentée sur la figure 17.14. Cette structure est constituée d'un réseau cubique à faces centrées d'ions oxygène, les ions métalliques plus petits venant s'intercaler dans des interstices de symétrie octaédrique (16) ou tétraédrique (8), appelés respectivement sites d et a [28].

La pierre d'aimant, ou *magnétite*, que nous avons évoquée au premier chapitre est un spinelle magnétique *naturel* (voir chapitre 24) de formule $Fe_3O_4 = Fe^{2+}(Fe^{3+})_2O_4$. Le couplage antiferromagnétique des ions Fe^{2+} et Fe^{3+} voisins est à l'origine du ferrimagnétisme de ce composé. Une transition structurale, électronique et magnétique, la transition de Verwey, intervient à 120 K. Cet oxyde est ferrimagnétique avec une température de Curie de 858 K. La molécule de ce composé ionique peut encore s'écrire $(Fe^{++}O^{--})(2Fe^{+++}3O^{--})$. Ainsi, le magnétisme de la magnétite provient des ions Fe^{++} (dont l'état libre fondamental est 5D_4) et Fe^{+++} (état libre fondamental 6S_0), qui sont couplés ferrimagnétiquement : la moitié des ions Fe^{3+} et les ions Fe^{2+} se

placent sur les 16 sites "d" (de symétrie octaédrique) tandis que les ions Fe^{3+} restant se situent sur les 8 sites "a" de symétrie tétraédrique (on dit qu'il s'agit alors d'un spinelle *inverse* par opposition au spinelle *direct* pour lequel tous les Fe^{2+} se trouveraient situés en site a et les Fe^{3+} en site d). Dans un modèle d'ions libres, on s'attend donc pour la magnétite à la structure : $\uparrow(6\mu_B) \uparrow(5\mu_B) \downarrow(5\mu_B)$ ce qui donnerait un moment résultant de $gJ = 6\mu_B$ par molécule. Il n'en est rien puisque l'on déduit de l'aimantation spontanée à très basse température un moment magnétique de seulement $4,1\mu_B$ par formule, très proche de la valeur attendue en cas de blocage total du moment cinétique orbital ($g = 2$, $S = 2$, d'où un moment de $4\mu_B$). D'ailleurs, le facteur g est voisin de 2, ce qui confirme que seuls les spins contribuent au moment magnétique.

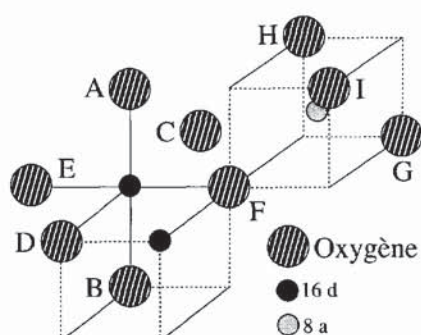


Figure 17.14 - Structure spinelle

La maille comporte 8 sites a de symétrie tétraédrique (entourés par les atomes F, G, H et I) et 16 sites d de symétrie octaédrique (entourés par les atomes A, B, C, D, E et F).

propriétés électriques, sont très sensibles non seulement à la composition exacte, en particulier à la stœchiométrie en oxygène, mais aussi aux recuits et trempes en raison du phénomène d'inversion de sites, déjà évoqué plus haut à propos de la magnétite et qui peut être total ou partiel [29]. Il ne faut pas oublier enfin l'influence de la microstructure de la céramique (porosité et taille de grains).

Néanmoins, en règle générale, les ferrites Mn-Zn se caractérisent par une perméabilité statique très grande – on parle de perméabilité géante – et une résistivité électrique plutôt faible (de l'ordre de $10^4 \Omega \cdot m$) tandis que les ferrites Ni-Zn ont une perméabilité plus modérée mais en revanche sont des isolants quasi-parfaits.

La résistivité des composés Mn-Zn peut être très notablement augmentée par substitution de calcium tout en conservant la propriété de perméabilité géante [32]. Malheureusement il ne s'agit là que d'un effet de composite : le calcium se concentre aux joints de grains et y crée une pellicule isolante tandis que la résistivité au cœur du grain reste pratiquement inchangée. Cette microstructure particulière conduit à une *constante diélectrique apparente anormalement élevée* et donc à des fréquences de résonance dimensionnelle exceptionnellement basses.

En pratique, les spinelles doux mis en œuvre dans les composants inductifs sont tous des matériaux *synthétiques*, dérivés de la magnétite par la substitution d'atomes de fer par des atomes d'autres éléments (Ni, Mn, Zn, Mg, Li, etc.).

On se limitera ici à une brève description des propriétés des deux familles les plus importantes, les ferrites mixtes de nickel-zinc (Ni-Zn) de formule $\text{Ni}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$ et de manganèse-zinc (Mn-Zn) de formule $\text{Mn}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$.

Les propriétés magnétiques, en particulier la perméabilité statique ainsi que les

Les ferrites Mn-Zn sont donc *a priori* plutôt limités aux applications basses fréquences tandis que, du moins pour ce qui concerne les limitations électriques, les ferrites Ni-Zn peuvent couvrir tout le domaine radiofréquence.

La figure 17.15, d'après Smit et Wijn [33] donne les perméabilités réelle μ' et imaginaire μ'' en fonction de la fréquence f entre 0,1 MHz et 4 GHz, des ferrites Ni-Zn pour différents rapports molaires NiO/ZnO.

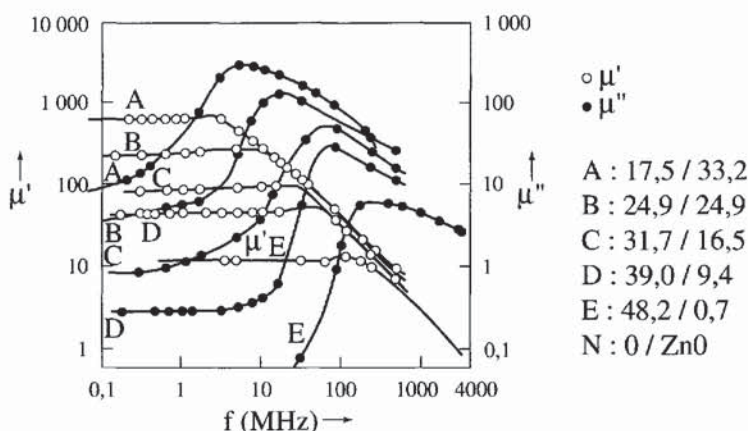


Figure 17.15 - Spectres de perméabilité de ferrites Ni-Zn pour différents rapports molaires NiO/ZnO, d'après [33]

On constate que μ' reste constant et égal à sa valeur statique μ_s jusqu'à une certaine fréquence de coupure f_c au-delà de laquelle d'une part μ' décroît et, d'autre part, il apparaît une composante imaginaire μ'' importante. En général, f_c est donc une limite supérieure de la fréquence de travail du matériau considéré. Le point remarquable dans cette famille de courbes est que le produit $\mu_s f_c$ est pratiquement constant, ce qui souligne l'impossibilité d'obtenir à la fois une forte perméabilité statique et une fréquence de travail maximum élevée. Cette loi est connue sous le nom de *limite de Snoek* et son origine a été expliquée plus haut.

La figure 17.16, d'après Slick [34], donne la variation du rapport μ''/μ'^2 , l'inverse du facteur de mérite défini au paragraphe 1.1.1, en fonction de la fréquence pour différents ferrites Mn-Zn et Ni-Zn du commerce.

Ce graphique montre en particulier qu'il existe nettement un domaine de prédilection pour chacune des deux familles de composés : en gros au-dessus de 1 MHz pour Ni-Zn et au-dessous pour Mn-Zn.

Nous avons évoqué plus haut l'influence de la taille des grains sur la perméabilité statique. Les résultats expérimentaux de Globus *et al.* [15] indiquent une dépendance linéaire de ce paramètre en fonction du diamètre moyen des grains dans les céramiques. Ce ne sont pas là les seuls effets liés à la microstructure mais ce sont les plus significatifs du point de vue de l'interprétation théorique comme nous l'avons vu au paragraphe 4.1.

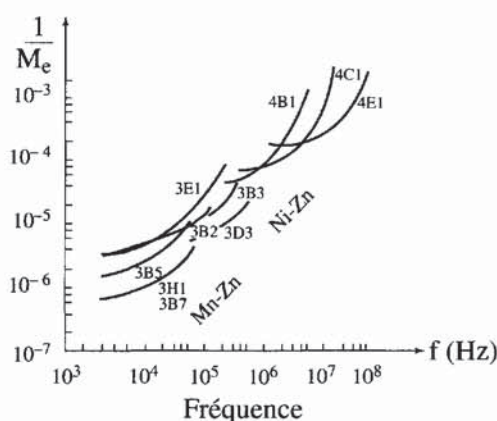


Figure 17.16
Inverse du facteur de mérite
 $1/M_e = \tan \delta / \mu'$ en fonction
de la fréquence pour deux familles de
ferrites spinelles, d'après [34]

6.2. HEXAFERRITES PLANAIRES

Les hexaferrites [28] sont ainsi appelés car ils cristallisent dans le système hexagonal. Il en résulte des propriétés d'anisotropie magnétocristalline tout à fait remarquables qui les distinguent nettement des ferrites cubiques, notamment des spinelles.

Le chimiste de l'état solide classe les hexaferrites en quatre phases, M, Z, Y et W qui se distinguent à la fois par leurs compositions et par leurs structures (tableau 17.2), mais l'utilisateur peut se contenter d'un classement parallèle en deux familles, les hexaferrites à axe facile et les hexaferrites à plan facile (voir chapitre 3, § 2.3).

Tableau 17.2 - Hexaferrites

Phase	Formule	Anisotropie
W	$\text{BaMe}_2\text{Fe}_{16}\text{O}_{22}$	Fonction de la composition
Y	$\text{Ba}_2\text{Me}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$	Plan facile - Me = Zn, Co, Mn, Mg, Ni
Z	$\text{Ba}_3\text{Me}_2\text{Fe}_{24}\text{O}_{41}$	Fonction de la composition
M	$\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$	Axe facile

Seuls les hexaferrites à axe facile dont le composé prototype est l'hexaferrite de baryum $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ ont jusqu'à présent donné lieu à des applications industrielles au demeurant fort importantes puisqu'il s'agit des aimants "grand public" (chapitre 15).

Notre intérêt ici se porte sur les matériaux à plan facile, car ce sont des matériaux doux. Ces composés présentent en fait six axes faciles équivalents dans le plan de base de la maille hexagonale, qui sont autant de directions de repos pour l'aimantation. Par rapport à une telle position de repos, l'orientation de l'aimantation peut être repérée par deux angles, θ qui mesure l'écart au plan de base, et φ , l'angle azimutal, qui mesure l'écart à l'axe facile à l'intérieur du plan de base.

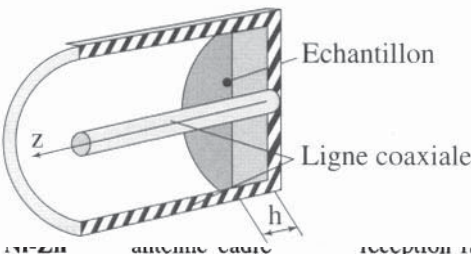
Si θ et φ sont petits, on peut développer l'énergie d'anisotropie (voir équation 17.62) sous la forme $U = (1/2)\mu_0 M_s^2 (A\varphi^2 + B\theta^2) = (1/2)\mu_0 M_s (H_\varphi \varphi^2 + H_\theta \theta^2)$ où H_θ et H_φ sont des pseudo-champs d'anisotropie. Nous avons donc affaire à une situation

de rotation anisotrope et nous avons vu que cela conduisait à un dépassement de la limite de Snoek (voir § 3), d'autant plus important que le rapport $B/A = H_0/H_\varphi$ était plus élevé. Par exemple, dans le composé $Ba_2Zn_2Fe_{12}O_{22}$, ce rapport est de l'ordre de 3 000 et l'on s'attend à un facteur de dépassement de $(3\,000)^{1/2} \sim 55$.

En réalité, bien qu'ils possèdent depuis longtemps une désignation commerciale (ferroxpiana), ces matériaux ne sont pas encore véritablement sortis des laboratoires. Il nous semble pourtant utile d'en parler car on peut espérer que les progrès prochains des méthodes d'élaboration de céramiques, notamment de céramiques orientées, permettront enfin d'atteindre les résultats théoriques.

6.3. APPLICATIONS AUX COMPOSANTS INDUCTIFS LINÉAIRES

Les principales applications linéaires des ferrites sont résumées dans le tableau 17.3, d'après Slick [34]. Nous en décrivons deux en détail, l'antenne ferrite et l'inductance.



Applications linéaires radiofréquences des ferrites		
n	Fréquence	Propriété requise
	< 1MHz : Mn-Zn	fort produit μQ
	< 100 MHz : Ni-Zn	"
Impédance	< 500 MHz	fort μ
	< 15 MHz	fort μ , faible ϵ
Mn-Zn	circuit de déflection	tubes cathodiques
	< 100 kHz	fort μ , forte M_s

Avant l'avènement des ferrites, l'antenne cadre à air était un dispositif très répandu dans les récepteurs de radiodiffusion en grandes ondes, ondes moyennes et même en ondes courtes (jusqu'à 15 Mhz). Son principe est simple, comme le montre la figure 17.17-a. C'est une bobine plate de surface S comportant n spires. La tension de sortie à vide de cette antenne placée dans l'induction d'amplitude b_0 d'une onde électromagnétique de pulsation ω a pour amplitude $n \omega S b_0$. La sensibilité de l'antenne est directement proportionnelle à la surface S, ce qui conduit à un dispositif relativement encombrant. Ces cadres à air sont depuis quelques décennies remplacés par des antennes ferrites dont le principe est illustré par la figure 17.17-b.

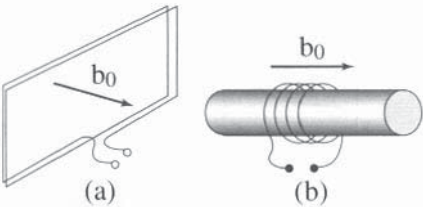


Figure 17.17 - Principe de l'antenne cadre (a) à air (b) à ferrite

Si l'on assimile le barreau (de perméabilité $\mu \gg 1$) à un ellipsoïde allongé de coefficient de champ démagnétisant N selon son axe, sa perméabilité externe μ_e s'écrit d'après (17.20) :

$$\mu_e = 1 + \chi_e \sim \chi_e = (\mu - 1) / \{1 + N(\mu - 1)\} \sim 1/N \tag{17.110}$$

On a supposé ici que μN reste très supérieur à 1 bien que N soit réputé petit. L'induction b créée dans le barreau par l'induction extérieure b_0 parallèle à son axe est donc :

$$b = (\mu_0/N)(b_0/\mu_0) = b_0/N \quad (17.111)$$

Comme $N \ll 1$, on voit que le barreau de ferrite fonctionne comme un multiplicateur de flux, ou plus exactement concentre celui-ci. On peut ainsi à sensibilité égale remplacer un cadre à air de surface S par une antenne ferrite de section $S.N$. Comme indiqué dans le tableau 17.3 le matériau recommandé pour cette application est le ferrite de nickel zinc, principalement à cause de sa forte résistivité. Notons que ce principe de concentration de flux peut aussi être appliqué à d'autres dispositifs et notamment à des magnétomètres.

L'inductance (L) est l'un des composants de base de l'électronique dont une application essentielle est, en association avec des condensateurs de capacité C , le filtrage passe-bande ou le filtrage sélectif.

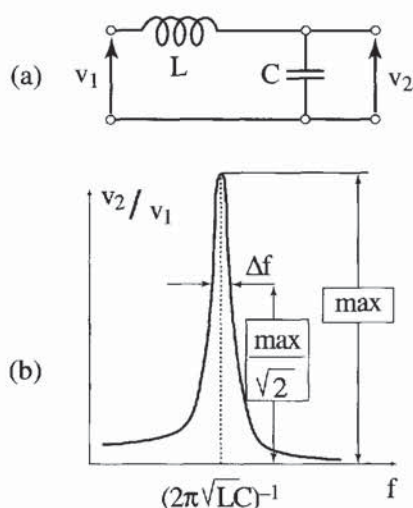


Figure 17.18 - Filtre sélectif :

(a) schéma

(b) courbe de transmission

Le principe du filtre sélectif consiste à exploiter la résonance d'un circuit LC (figure 17.18-a). La courbe de transmission (rapport de la tension de sortie à la tension d'entrée en fonction de la fréquence) d'un tel filtre présente l'allure indiquée sur la figure 17.18-b. On montre que la largeur relative $\Delta f/f$ du pic de transmission définie comme indiqué sur la figure 17.18-b est donnée par :

$$\Delta f/f = 1/Q \quad (17.112)$$

où Q est le facteur de qualité du circuit résonant. Q est limité par les pertes du condensateur et par les pertes de l'inductance, mais la principale limitation vient en général de l'inductance si bien que l'on a pratiquement $Q = L\omega/R$ où L est l'inductance de la bobine et R sa résistance totale

La réalisation de filtres très sélectifs implique donc tout particulièrement l'optimisation du facteur de qualité de l'inductance. On va montrer que cela conduit à l'utilisation d'un circuit ou d'un noyau ferrite.

On suppose fixée la valeur L de l'inductance et la fréquence de travail f et l'on s'impose aussi la géométrie : le bobinage est supporté par un tore de section S , de périmètre moyen l (avec pour simplifier $l/2\pi \gg (S)^{1/2}$), dans lequel on introduit éventuellement un entrefer d'épaisseur e . On désigne enfin par p le périmètre moyen d'une spire et par s la section totale de cuivre offerte au courant dans la bobine. Les

seuls paramètres *a priori* libres sont alors le nombre n de spires dans le bobinage, l'épaisseur e de l'entrefer et la perméabilité μ du tore. En fait, ces deux derniers paramètres ne sont pas indépendants, car la théorie des circuits magnétiques montre qu'un tore de perméabilité μ de périmètre moyen l , comportant un entrefer d'épaisseur e est équivalent à un tore homogène (sans entrefer) de perméabilité μ_e (que l'on qualifie d'effective) donnée par la relation :

$$(\mu_e)^{-1} = \mu^{-1} + e/l \quad (17.113)$$

On voit en comparant cette relation à (17.22) que l'entrefer produit l'équivalent d'un effet démagnétisant de coefficient $N = e/l$. C'est donc un moyen d'augmenter le facteur de qualité effectif $Q_e = \mu'_e / \mu''_e$ au détriment de la valeur de μ'_e puisqu'il y a dans ce cas conservation du facteur de mérite $\mu'_e Q_e$ (voir § 2.1.2).

Pour montrer l'intérêt du circuit magnétique, nous allons comparer deux bobinages d'égale inductance, l'un de n_1 spires sur un tore de perméabilité unité, et l'autre de n_2 spires sur un tore (éventuellement avec entrefer) de perméabilité effective μ_e .

D'après la formule (17.36) donnant L , on voit que $n_2 = n_1 / (\mu'_e)^{1/2}$. A section totale de cuivre constante s , la section du fil est donc s/n_1 dans le premier bobinage et s/n_2 dans le second. Si ρ est la résistivité du fil, les résistances correspondantes sont donc $R_1 = \rho n_1^2 p / s$ et $R_2 = \rho n_2^2 p / s = R_1 / \mu'_e$. Ainsi l'utilisation d'un tore magnétique permet, à encombrement constant, de diminuer d'un facteur μ'_e la résistance ohmique du bobinage.

Toutefois, d'après l'équation (17.36), la résistance totale de l'inductance comporte aussi, une contribution due aux pertes magnétiques qui s'écrit :

$$R_m = \omega \mu''_e \mu_0 n^2 S / l = L \omega / Q_e,$$

où Q_e est le facteur de qualité effectif défini plus haut. En définitive, le facteur de qualité de l'inductance s'écrit :

$$Q = L \omega / \{R_1 / \mu'_e + L \omega / Q_e\} = 1 / \{(\mu'_e Q_1)^{-1} + \mu'_e / M_e\} \quad (17.114)$$

où M_e est le facteur de mérite et $Q_1 = L \omega / R_1$. On voit que si on fait varier μ'_e à M_e constant (en agissant sur le rapport d'entrefer e/l), le facteur de qualité Q passe par un maximum lorsque :

$$\mu'_e = \mu_{opt} = (M_e Q_1)^{1/2} \quad (17.115)$$

Notons que cela correspond à $R_m = R_1 / \mu'_e = R_2$, et donc à un partage égal des pertes entre le cuivre et le matériau magnétique.

Le facteur de qualité maximum s'écrit $Q = (1/2) (Q_1 M_e)^{1/2} = Q_e / 2 = Q_2 / 2$, où $Q_2 = L \omega / R_2$. Un exemple numérique est donné dans l'exercice 4 en fin de chapitre.

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_2O_4 , (Mn-Zn) Fe_2O_4 , (Ni -Zn) Fe_2O_4 , $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$
Hexa-ferrites	type M : $\text{Ba Fe}_{12} \text{O}_{19}$ et substitués (axe facile) ; type Y, Z (plan facile)
Grenats	YIG : $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, 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 $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 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 $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 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 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.

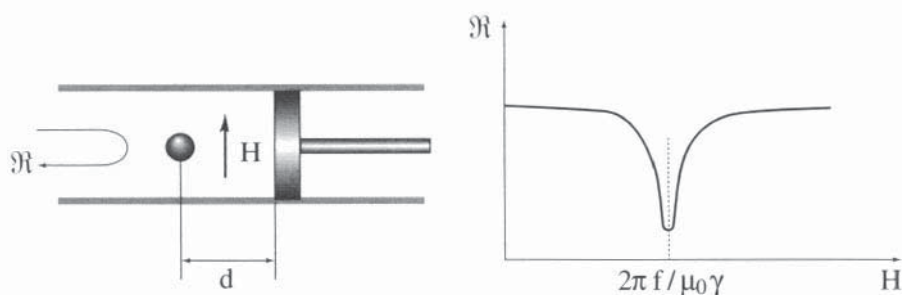


Figure 17.19 - Mesure de la largeur de la raie de résonance uniforme sur des sphères de ferrite

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.

Considérons une plaque de ferrite d'épaisseur d , aimantée perpendiculairement à ses faces. Une onde plane rectiligne qui arrive en incidence normale sur la plaque peut toujours être considérée comme la somme de deux champs tournants l'un dans le sens positif, l'autre dans le sens négatif (Figure 17.20-a).

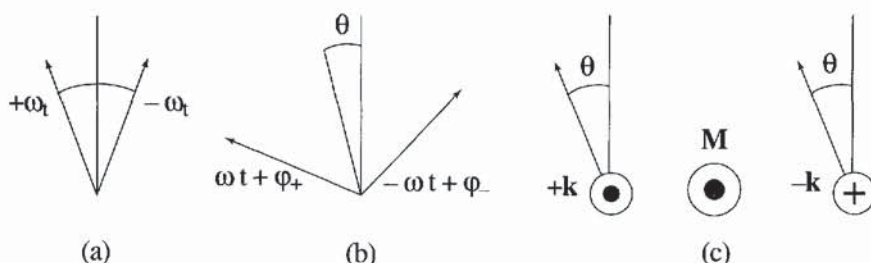


Figure 17.20 - Effet Faraday micro-onde (a) champ sur la face d'entrée (b) champ sur la face de sortie, c) rotation non réciproque

Ces deux champs se propagent de façon indépendante dans le ferrite et subissent donc des déphasages différents, soit :

$$(\epsilon\mu_+)^{1/2} \omega d / c = k_+ d = \varphi_+ \text{ et } (\epsilon\mu_-)^{1/2} \omega d / c = k_- d = \varphi_-.$$

Sur la face de sortie de la plaque, on peut reconstruire une onde rectiligne dont la direction de polarisation a tourné d'un angle :

$$\theta = (\varphi_+ - \varphi_-) / 2 = (1/2)(\omega d \epsilon^{1/2} / c)[(\mu_+)^{1/2} - (\mu_-)^{1/2}]$$

dans le sens positif car $\mu_+ > \mu_-$ et donc $\varphi_+ > \varphi_-$ (voir la figure 17.20-b).

En définitive, la plaque de ferrite aimantée d'épaisseur d fait tourner la polarisation d'une onde rectiligne d'un angle bien défini θ proportionnel à d et à $(\mu_+)^{1/2} - (\mu_-)^{1/2}$.

Le sens de rotation par rapport à l'axe orienté Oz est indépendant de la direction de propagation si bien qu'une onde rectiligne se propageant dans le sens $-Oz$ voit encore sa polarisation tourner dans le sens positif sur la figure 17.20-c.

Au contraire, pour un observateur lié au vecteur d'onde \mathbf{k} du champ rectiligne incident, le sens de rotation change lorsque l'on inverse \mathbf{k} . En ce sens, le dispositif est un rotateur de polarisation rectiligne non réciproque.

Bien que les ordres de grandeur ne soient pas du tout les mêmes (rotation de l'ordre de 10^{-4} radian par longueur d'onde en optique et de l'ordre du radian par longueur d'onde aux hyperfréquences), il s'agit là d'un phénomène tout à fait analogue à l'effet Faraday des opticiens (voir chapitre 13), d'où le terme d'effet Faraday micro-onde.

Application au circulateur

Considérons le dispositif schématisé sur la figure 17.21 qui comporte, outre un disque de ferrite aimanté normalement à son plan, deux séparateurs de polarisation.

De tels séparateurs sont des composants courants en optique (prisme de Wollaston). D'une façon générale, ils permettent de décomposer un faisceau incident unique en

deux faisceaux distincts de polarisations rectilignes orthogonales. Réciproquement, ils permettent la recombinaison en un seul faisceau de deux faisceaux incidents distincts à polarisations orthogonales. Le dispositif complet est finalement un multipôle à quatre entrées / sorties, numérotées de 1 à 4 comme indiqué sur la figure 17.21-b. On s'arrange pour que la rotation Faraday du cylindre de ferrite soit exactement de 45° .

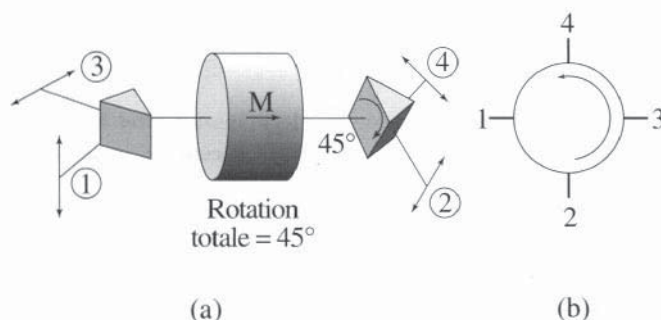


Figure 17.21 - Principe d'un circulateur à effet Faraday (a) et schéma correspondant (b)

Dans ces conditions, on vérifie que la table de vérité du dispositif prend la forme indiquée sur le tableau 17.5. Cette table indique notamment que si un signal entre en 1, il sort exclusivement en 2 ; si le signal entre en 2, il sort en 3, etc., d'où le schéma de la figure 17.21-b et le terme de circulateur pour désigner ce type de dispositif.

Tableau 17.5 - Table de vérité du circulateur à quatre entrées / sorties

Sortie / Entrée	1	2	3	4
1	0	0	0	1
2	1	0	0	0
3	0	1	0	0
4	0	0	1	0

Les qualités du matériau requises pour une telle application sont évidemment une différence maximum entre μ_+ et μ_- (pour limiter l'encombrement !) et une atténuation de propagation minimum. La différence $\mu_+ - \mu_-$ augmente quand on s'approche de la résonance mais il apparaît aussi des pertes (μ_+ et μ_- deviennent complexes). Pour cette raison, on doit polariser le ferrite assez loin de la résonance gyromagnétique.

En fait, sauf dans certaines applications en ondes millimétriques, on ne manipule pas en hyperfréquences des ondes planes se propageant en espace libre, mais plutôt des ondes confinées dans des guides. Néanmoins, le principe de base d'un circulateur en guide reste l'exploitation de la gyrotropie. La figure 17.22-a d'après Waldron [4] montre par exemple comment on peut utiliser d'une façon relativement directe la rotation Faraday dans une section de guide circulaire contenant un barreau de ferrite, et couplée à des entrées / sorties en guides rectangulaires.

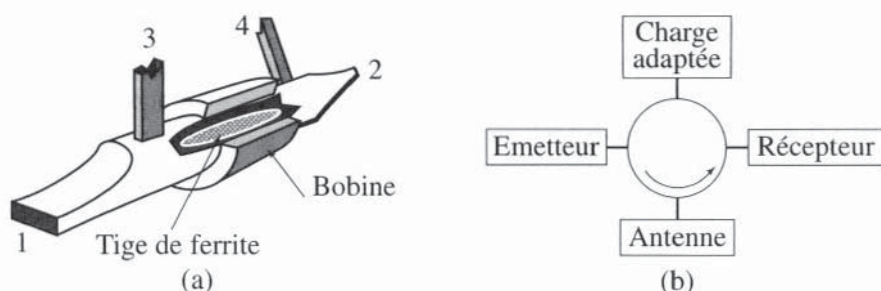


Figure 17.22 - Version en guide du circulateur à effet Faraday (a)
Utilisation d'un circulateur dans un émetteur/récepteur hyperfréquence (b)

Ici, ce sont les guides rectangulaires eux-mêmes qui jouent le rôle des séparateurs de polarisation de l'exemple précédent. En effet, ils sont dimensionnés pour ne propager que le seul mode (noté H10), pour lequel le champ électrique est perpendiculaire aux grandes faces. En réglant la rotation Faraday de la section circulaire contenant le ferrite à 45° , on obtient encore la table de vérité du tableau 17.5.

La figure 17.22-b illustre également une utilisation classique de circulateur dans un équipement d'émission/réception hyperfréquence utilisant une seule antenne pour l'émission et pour la réception. Le circulateur permet à la fois d'assurer la séparation des signaux d'émission et de réception et de faire travailler l'oscillateur sur une charge constante, ce qui est le gage d'une bonne stabilité [4].

Isolateur

C'est un multipôle à deux entrées/sorties qui se caractérise par la table de vérité très simple du tableau 17.6 : le système ne transmet la puissance incidente que dans un seul sens, ici de 1 vers 2.

Tableau 17.6 - Table de vérité de l'isolateur

Sortie / Entrée	1	2
1	0	0
2	1	0

Dans le circulateur, on a vu que l'on exploitait la gyrotropie ou pour employer le langage des opticiens, la biréfringence circulaire. Pour l'isolateur, on peut parler de dichroïsme circulaire. Ici, c'est la différence entre les parties imaginaires des perméabilités circulaires qui sont mises à profit et pour qu'elle soit la plus élevée possible, on se place à la résonance gyromagnétique. La figure 17.23 illustre un mode d'application de ce principe général à un isolateur en guide rectangulaire travaillant en mode fondamental (H10). Dans ce mode, le champ magnétique est parallèle aux grandes faces du guide, c'est-à-dire parallèle au plan de la figure 17.23. Il est en général à polarisation elliptique avec un sens de rotation qui s'inverse au milieu des grandes faces. De plus, ces sens de rotation s'inversent lorsque le sens de propagation du mode change. Il suffit alors de remplir une moitié (voire une fraction de cette

moitié) du guide par du ferrite aimanté perpendiculairement aux grandes faces du guide pour rendre l'atténuation du dispositif sensible au sens de propagation. A la résonance, la différence peut être considérable, avec typiquement une atténuation d'un facteur 1 000 dans le sens isolant et une transmission de 75% de la puissance dans le sens passant.

L'isolateur est couramment utilisé dans la circuiterie hyperfréquence pour la liaison entre un générateur et sa charge, notamment dans les appareils de mesure.



Figure 17.23 - Isolateur en guide rectangulaire

Polarisation du champ magnétique dans le mode H₁₀ (à gauche)
remplissage dissymétrique par un ferrite aimanté (à droite).

7.2.2. Résonateur accordable

Dans ce dispositif, on exploite très directement la résonance uniforme d'une sphère de ferrite (typiquement de 1 mm de diamètre) soumise à un champ de polarisation statique H_0 (voir paragraphe 5.2). Une application immédiate est le filtrage sélectif (figure 17.24).

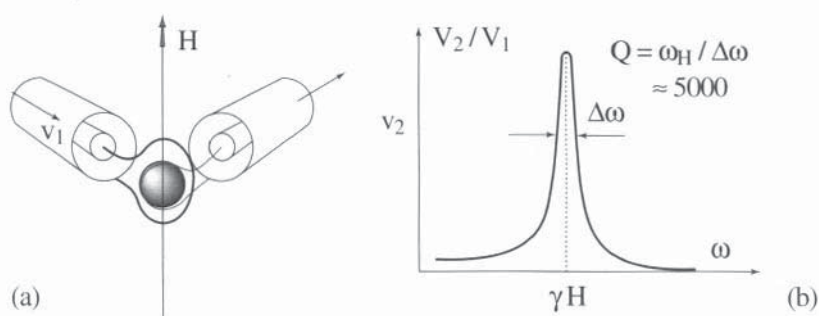


Figure 17.24 - Filtre sélectif accordable (a) et sa courbe de transmission (b)

Comme le ferrite utilisé dans ce composant est presque exclusivement le YIG, on parle communément de filtre à YIG [37].

Dans le filtre en lignes coaxiales de la figure 17.24-a, on met également à profit le fait que le mode de résonance soit à polarisation circulaire : les boucles de couplage sont en effet dans des plans perpendiculaires et leur mutuelle induction n'apparaît qu'au voisinage immédiat de la résonance, d'où la courbe de transmission de la figure 17.24-b. De tels filtres ont couramment des sélectivités relatives $\Delta f/f$ de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ ($Q = 5000$) et leur principal intérêt est d'être électroniquement accordable, en pratique dans une gamme qui peut aller de 1 GHz à plus de 10 GHz (il suffit de commander un courant dans une bobine de polarisation !).

Signalons enfin que les hexaferrites à axe facile comme $(\text{Ba}, \text{Sr})\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ sont utilisés dans ce type d'application pour travailler dans le domaine millimétrique ($f > 30$ Ghz). Leur intérêt spécifique dans ce domaine est en effet leur champ d'anisotropie très élevé (pour $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, on a $\mu_0 H_A = 1,7$ T), qui diminue d'autant le champ de polarisation nécessaire pour une fréquence de résonance donnée.

APPENDICE : MÉTHODE DU MILIEU EFFECTIF

PRINCIPE DE LA MÉTHODE

Dans un composite à deux phases, de concentrations volumiques respectives c_1 et $c_2 = 1 - c_1$, considérons un grain particulier supposé sphérique, par exemple de la phase 1, et cherchons à calculer le champ \mathbf{h}_1 qui règne au sein de ce grain, connaissant le champ moyen \mathbf{h} auquel est soumis le composite. Dans l'approche du milieu effectif, on assimile le milieu entourant le grain choisi à un milieu homogène ayant précisément la susceptibilité effective cherchée. On est ainsi ramené à un problème classique de magnétostatique. Le champ interne \mathbf{h}_1 est colinéaire au champ moyen \mathbf{h} et la relation entre les modules est la suivante :

$$h_1 = \frac{3\mu_{\text{eff}}}{\mu_1 + 2\mu_{\text{eff}}} h \quad (17.116)$$

où l'on utilise les perméabilités $\mu_{\text{eff}} = 1 + \chi_{\text{eff}}$, et $\mu_1 = 1 + \chi_1$.

L'aimantation du grain considéré est donc :

$$m_1 = \frac{3\mu_{\text{eff}}\chi_1}{\mu_1 + 2\mu_{\text{eff}}} h \quad (17.117)$$

On peut faire le même calcul pour un grain de la phase 2 et ensuite calculer l'aimantation moyenne :

$$m = c_1 m_1 + c_2 m_2 = 3\mu_{\text{eff}} \left(\frac{c_1 \chi_1}{\mu_1 + 2\mu_{\text{eff}}} + \frac{c_2 \chi_2}{\mu_2 + 2\mu_{\text{eff}}} \right) h \quad (17.118)$$

Mais, par définition de χ_{eff} , on doit aussi avoir $m = \chi_{\text{eff}} h$, d'où une relation d'autocohérence écrite ici entre les perméabilités :

$$\frac{\mu_{\text{eff}} - 1}{3\mu_{\text{eff}}} = \frac{c_1 (\mu_1 - 1)}{\mu_1 + 2\mu_{\text{eff}}} + \frac{c_2 (\mu_2 - 1)}{\mu_2 + 2\mu_{\text{eff}}} \quad (17.119)$$

d'où l'on peut tirer μ_{eff} en fonction de μ_1 , μ_2 , c_1 et $c_2 = 1 - c_1$. On vérifie notamment que si $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, on retrouve le résultat attendu $\mu_{\text{eff}} = \mu$.

APPLICATION À UN FERRITE POLYCRISTALLIN : SUSCEPTIBILITÉ ET PERMÉABILITÉ DU GRAIN

On part des hypothèses formulées au paragraphe 4.2 de ce chapitre. Pour effectuer le calcul de la susceptibilité effective du grain polydomaine, nous devons, tout en

conservant son principe, modifier l'approche décrite ci-dessus car il apparaît ici deux faits nouveaux.

Tout d'abord, la dimensionalité du problème est réduite à 2. Le problème de l'inclusion sphérique est remplacé par un problème d'inclusion cylindrique. En effet, compte tenu de notre hypothèse d'invariance moyenne en rotation, on peut assimiler chaque domaine à un cylindre d'axe parallèle à Oz. La deuxième différence est que la réponse de l'inclusion (un domaine particulier) ne se décrit pas par une simple susceptibilité scalaire, mais par une matrice (la matrice de Polder) qui est décrite, dans un système d'axes rectangulaire Oxyz, par l'équation bien connue (17.55).

Considérons tout d'abord le problème du composite bidimensionnel à deux phases, c'est-à-dire l'analogie bidimensionnel du problème traité au début de cet appendice. On montre que la relation (17.116) est remplacée par :

$$h_1 = \frac{2\mu_{\text{eff}}}{\mu_1 + \mu_{\text{eff}}} h \quad (17.120)$$

h_1 est le champ interne à une inclusion cylindrique de la phase 1 dans l'hypothèse où le champ moyen h est appliqué dans le plan Oxy. Notons qu'il suffit que les milieux soient isotropes dans ce plan. Toutefois, cette formulation reste encore inadaptée au caractère tensoriel de la susceptibilité de l'inclusion qui, dans le cas qui nous intéresse, est un domaine. Pour résoudre cette difficulté, récrivons la relation (17.120) de la façon suivante :

$$h_1 = a h + b m_1 \quad (17.121)$$

ce qui fait apparaître h_1 comme la somme de deux contributions : $a h_1$ est le champ de cavité vide, c'est-à-dire celui que l'on observerait si on appliquait h dans le milieu tout en forçant l'aimantation de l'inclusion à zéro. Notons que ce champ est effectivement colinéaire à h puisque le milieu est isotrope et la cavité cylindrique.

La contribution $b m_1$ est celle que l'on observerait si on imposait m_1 sans appliquer de champ au milieu. Il est évident, là aussi, que ce champ de réaction reste colinéaire à m_1 .

Notons enfin que, si le milieu extérieur à l'inclusion est le vide, alors le champ $b m_1$ n'est rien d'autre que le classique champ démagnétisant.

La formulation (17.121) s'applique au cas de l'inclusion à susceptibilité tensorielle au sein d'une matrice qui, elle, reste isotrope. Comme elle s'applique aussi *a fortiori* à la situation où tous les milieux sont isotropes, on peut utiliser la relation (17.120) pour calculer a et b . a est immédiatement déterminé en faisant $\mu_1 = 1$ dans (17.120) :

$$a = 2\mu_{\text{eff}} / (1 + \mu_{\text{eff}}) \quad (17.122)$$

Et comme la relation (17.120) décrit une situation où existent simultanément le champ appliqué h et l'aimantation m , b s'obtient par la différence :

$$b m = \left(\frac{2\mu_{\text{eff}}}{\mu_{\text{eff}} + \mu_1} - \frac{2\mu_{\text{eff}}}{\mu_{\text{eff}} + 1} \right) h \quad (17.123)$$

avec
$$\mathbf{h} = \frac{\mu_{\text{eff}} + \mu_1}{2\mu_{\text{eff}}(\mu_1 - 1)} \mathbf{m}_1 \quad (17.124)$$

Cette dernière équation est directement déduite de l'équation (17.120) sachant que $\mathbf{m}_1 = (\mu_1 - 1) \mathbf{h}_1$. On en déduit que $b = -1/(\mu_{\text{eff}} + 1)$ et donc en définitive :

$$\mathbf{h}_1 = \frac{2\mu_{\text{eff}}}{\mu_{\text{eff}} + 1} \mathbf{h} - \frac{1}{\mu_{\text{eff}} + 1} \mathbf{m}_1 \quad (17.125)$$

Noter que les coefficients a et b ne dépendent plus que de la matrice, et non de l'inclusion.

Nous sommes maintenant en mesure de calculer la susceptibilité effective du grain magnétique pour les directions du plan Oxy. Pour cela, nous allons admettre que cette susceptibilité effective est bien isotrope (ce qui résulte de la symétrie) et nous projetons sur les axes la relation (17.125). Par ailleurs, afin de réserver la notation μ_{eff} à la perméabilité effective de la *céramique*, nous notons ici μ_R la perméabilité effective du *grain* :

$$\begin{aligned} (1 + \mu_R) h_{1x} + m_{1x} &= 2\mu_R h_x \\ (1 + \mu_R) h_{1y} + m_{1y} &= 2\mu_R h_y \end{aligned} \quad (17.126)$$

En utilisant la matrice de Polder et en posant $P = 1 + K + \mu_R$, il vient :

$$\begin{aligned} P h_{1x} + j V h_{1y} &= 2\mu_R h_x \\ -j V h_{1x} + P h_{1y} &= 2\mu_R h_y \end{aligned} \quad (17.127)$$

En introduisant les cosinus directeurs α et β de \mathbf{h} dans le plan Oxy, il vient en résolvant (17.127) :

$$\begin{aligned} h_{1x} &= 2\mu_R h \frac{\alpha P - j\beta V}{P^2 - V^2} \\ h_{1y} &= 2\mu_R h \frac{\beta P + j\alpha V}{P^2 - V^2} \end{aligned} \quad (17.128)$$

On peut alors calculer m_{1x} et m_{1y} en utilisant de nouveau la matrice de Polder. En réalité, sachant que le grain dans son ensemble est isotrope, nous n'avons besoin de calculer que la projection de \mathbf{m} sur \mathbf{h} , c'est-à-dire $\alpha m_{1x} + \beta m_{1y}$. On trouve sans difficulté :

$$\begin{aligned} \alpha m_{1x} + \beta m_{1y} &= \frac{2\mu_R (KP - V^2)(\alpha^2 + \beta^2)}{P^2 - V^2} h \\ &= \frac{2\mu_R (KP - V^2)}{P^2 - V^2} h \end{aligned} \quad (17.129)$$

On voit que la réponse d'un domaine particulier dans la direction du champ appliqué est en définitive indépendante de la direction de ce champ pourvu qu'il soit dans le plan Oxy. On en déduit immédiatement la susceptibilité du grain qui de même est évidemment isotrope dans le plan conformément à notre supposition initiale :

$$\chi_R = \mu_R - 1 = 2\mu_R \frac{(KP - V^2)}{P^2 - V^2} \quad (17.130)$$

La relation ci-dessus est une équation du troisième degré en μ_R (voir l'expression de P en fonction de μ_R). Toutefois, on remarque qu'elle admet la solution évidente : $\mu_R + 1 = 0$, ce qui entraîne $P = K$. Cette solution n'est pas physiquement satisfaisante, mais son existence nous permet de réduire le degré de l'équation (17.130). On trouve en effet, en faisant apparaître la quantité $P - K$ en facteur, que l'équation (17.130) se réduit à :

$$P^2 - 2(K+1)P + V^2 = 0 \quad (17.131)$$

D'où la solution cherchée, choisie en tenant compte du fait que la perméabilité statique doit être nécessairement positive :

$$P = K + 1 + \sqrt{(K+1)^2 - V^2} \quad (17.132)$$

D'où la perméabilité effective du grain :

$$\mu_R = \sqrt{(K+1)^2 - V^2} \quad (17.133)$$

Ce résultat peut aussi être établi de façon rigoureuse par un traitement statistique de l'équation de Laplace. Il est remarquable de constater que la théorie du milieu effectif qui n'est qu'approximative donne pourtant dans ce cas précis la solution exacte !

La matrice de perméabilité complète du grain dans le système Oxyz peut maintenant être écrite sous la forme :

$$|\mu_G| = \begin{pmatrix} \mu_R & 0 & 0 \\ 0 & \mu_R & 0 \\ 0 & 0 & \mu_P \end{pmatrix} \quad (17.134)$$

où l'on a tenu compte, sans l'expliciter, de la perméabilité de paroi μ_P . Notons que, dans le système d'axes choisi, la matrice prend effectivement cette forme diagonale.

Nous pouvons maintenant passer à la deuxième étape, à savoir le calcul de la susceptibilité effective de la céramique considérée comme un assemblage compact de grains sphériques, chacun caractérisé par une matrice de perméabilité telle que (17.134) mais avec des axes principaux qui changent aléatoirement d'un grain à l'autre.

Nous traitons encore une fois ce problème par la méthode du milieu effectif, et revenons donc au problème de l'inclusion sphérique du début du paragraphe, mais cette fois l'inclusion est anisotrope. Nous devons par conséquent récrire la relation (17.116) sous la forme (17.121). Pour cela nous employons la même méthode que pour l'inclusion cylindrique. Le résultat est :

$$h_i = \frac{3\mu_{\text{eff}}}{1 + 2\mu_{\text{eff}}} h - \frac{1}{1 + 2\mu_{\text{eff}}} m_i \quad (17.135)$$

Cette relation permet le calcul des composantes m_{ix} , m_{iy} , m_{iz} induites selon les axes principaux du grain anisotrope considéré i , par le champ appliqué dont les compo-

santes sur ces mêmes axes sont par définition $\alpha_i h$, $\beta_i h$, $\gamma_i h$. Comme la céramique doit *in fine* se révéler isotrope, il suffit de connaître la projection de l'aimantation induite $\alpha_i m_{ix} + \beta_i m_{iy} + \gamma_i m_{iz}$ sur le champ appliqué.

L'aimantation de la céramique est maintenant obtenue en prenant la moyenne $\langle m_i \rangle$ de m_i sur tous les grains sachant que : $\langle \alpha_i^2 \rangle = \langle \beta_i^2 \rangle = \langle \gamma_i^2 \rangle = 1/3$ et $\langle \alpha_i \beta_i \rangle = \langle \alpha_i \gamma_i \rangle = \langle \beta_i \gamma_i \rangle = 0$.

On trouve ainsi en appelant χ_{eff} la susceptibilité effective cherchée :

$$\frac{\chi_{\text{eff}}}{1 + \chi_{\text{eff}}} = \frac{2\chi_R}{3 + \chi_R + 2\chi_{\text{eff}}} + \frac{\chi_P}{3 + \chi_P + 2\chi_{\text{eff}}} \quad (17.136)$$

Cette équation est *a priori* du troisième degré en χ_{eff} . Mais il existe là encore une solution (non physique) évidente, qui permet de ramener la solution physique recherchée à la racine d'une équation du second degré :

$$3 + 2\chi_{\text{eff}} = 0 ; \chi_{\text{eff}} = -3/2 \quad (17.137)$$

Après quelques manipulations, on aboutit à :

$$2\chi_{\text{eff}}^2 + (3 - \chi_R)\chi_{\text{eff}} - 2\chi_R - (1 + \chi_R)\chi_P = 0 \quad (17.138)$$

D'où la solution physique cherchée (choisie à l'aide du critère $\chi_{\text{eff}} > 0$ pour χ_R et χ_P réels positifs) :

$$\chi_{\text{eff}} = (1/4) \left[\chi_R - 3 + \sqrt{(\chi_R - 3)^2 + 16\chi_R + 8\chi_P(1 + \chi_R)} \right] \quad (17.139)$$

Notons que dans le cas général il n'y a pas additivité des contributions de rotation et de paroi. Toutefois si χ_P et χ_R sont petits, un développement au premier ordre de (17.139) donne $\chi_{\text{eff}} = (2/3)\chi_R + (1/3)\chi_P$, c'est-à-dire exactement ce qui correspond à une moyenne du tenseur de susceptibilité prise sur tous les grains sans tenir compte des interactions.

Si l'on suppose négligeable la contribution de rotation, on obtient un résultat curieux mais pas inattendu :

$$\chi_{\text{eff}} = (3/4) \left(\sqrt{1 + (8/9)\chi_P} - 1 \right) \quad (17.140)$$

On voit en particulier que χ_{eff} ne croît pas proportionnellement à χ_P : pour $\chi_P \gg 1$, χ_{eff} est proportionnel à $(\chi_P)^{1/2}$. Il s'agit là, encore une fois, de l'effet des interactions entre grains qui ne peuvent évidemment pas être pris en compte par les modèles d'additivité.

Si, au contraire, on néglige la contribution de paroi, on trouve :

$$\chi_{\text{eff}} = \frac{\chi_R - 3}{4} + \frac{\chi_R + 3}{4} \sqrt{1 + \frac{4\chi_R}{(\chi_R + 3)^2}} \quad (17.141)$$

Dans cette formule, le radical reste proche de l'unité pour toutes valeurs de χ_R : il passe en effet par un maximum proche de 1,15 pour $\chi_R = 3$ et tend vers 1 pour χ_R

tendant vers zéro ou l'infini. Une approximation de (17.141) bonne en particulier pour $\chi_R \gg 3$ est donc $\chi_{\text{eff}} = \chi_R/2$ d'où compte tenu de (17.133) :

$$\chi_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \sqrt{(K+1)^2 - V^2} \quad (17.142)$$

Si l'on prend pour K et V les expressions (17.10) valables en l'absence d'amortissement cette formule devient :

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(\omega_H + \omega_M)^2 - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}} \quad (17.143)$$

EXERCICES

- E.1.** En utilisant le théorème de réciprocité, démontrer les formules (17.36).
- E.2.** A l'aide du théorème de réciprocité, démontrer la formule (17.38). On rappelle que l'impédance caractéristique d'une ligne coaxiale à air de rayons R_1 et R_2 est donnée par $Z_c = (1/2\pi)(\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} \text{Log}(R_2/R_1)$. Généraliser la formule au cas d'un tore de rayons R'_1 et R'_2 ne remplissant pas complètement la ligne ($R_1 < R'_1 < R'_2 < R_2$).
- E.3.** Calculer l'énergie de champ démagnétisant associée à l'aimantation longitudinale de la paroi et retrouver la masse de Döring (équation 17.74).
- E.4.** On désire fabriquer une inductance de 1 mH, bobinée en cuivre, de géométrie torique avec les contraintes d'encombrement suivantes : $S = 5 \times 5 \text{ mm}^2$; $p \sim 4 \times 5 \text{ mm}$; $l = 100 \text{ mm}$; $s \sim 100 \times 0,1 \text{ mm}^2 = 10 \text{ mm}^2$. La fréquence de travail est de 100 kHz. Choisir le matériau et calculer l'épaisseur d'entrefer optimum. On prendra $\rho = 2 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$.

SOLUTIONS DES EXERCICES

- S.4.** La fréquence de travail définit immédiatement le choix d'un ferrite Mn-Zn de facteur de mérite $M_e = 0,4 \times 10^6$ (d'après la figure 17.16).

On calcule $n_1 = [L/(\mu_0 S/l)]^{1/2} = 1730$, la résistance $R_1 = \rho p/s n_1^2 = 120 \Omega$ et finalement le facteur de qualité dans l'air $Q_1 = L\omega/R_1 = 5,3$. On en déduit la perméabilité effective optimum $\mu_{\text{opt}} = (M_e/Q_1)^{1/2} = 300$, le facteur de qualité $Q_m = M_e/\mu_{\text{opt}} = 1300$ et le facteur de qualité de l'inductance $Q = Q_m/2 = 650$. Pour calculer l'épaisseur e de l'entrefer, on note tout d'abord que la perméabilité du matériau choisi à la fréquence considérée est très supérieure à $\mu_{\text{opt}} = 300$ donc $\mu_{\text{opt}} = 1/e$, d'où $e = 330 \text{ mm}$.

RÉFÉRENCES

- [1] J. IRVING, N. MULLINEUX, *Mathematics in Physics and Engineering*, (Academic Press, New York, 1959), p. 592.
- [2] H.A. KRAMERS, *Phys. Z.* (1929) **30**, 522 ; R. DE L. KRÖNIG, *J. Opt. Soc. Amer.* (1926) **12**, 547.
- [3] J.F. NYE, *Propriétés physiques des cristaux* (1961) Dunod, Paris.
- [4] R.A. WALDRON, *Ferrites : principes et applications aux hyperfréquences.* (1964) Dunod, Paris.
- [5] J.C. MALLINSON, *The foundation of magnetic recording* (1987) Academic Press, London.
- [6] T.A. GILBERT, *Equation of motion of magnetization : Armor Research Foundation Rep n° 11* (1955) Chicago, USA.
- [7] D. POLDER, *Phil. Mag.* (1949) **40**, 100.
- [8] J.L. SNOEK, *Physica* (1948) **14**, 207.
- [9] W. DÖRING, *Z. für Naturforschung* (1948) **3a**, 374.
- [10] C.M. SRIVASTAVA, S.N. SHRINGI, R.G. SRIVASTAVA, G. NANADIKAR, *Phys. Rev.* (1976) **B14**, 2052.
- [11] C.M. SRIVASTAVA, O. PRAKASH, R. AYIAR, *Phys. Stat. Sol.* (1981) **a 64**, 787.
- [12] L. NÉEL, *J. Phys. Rad.* (1952) **13**, 249.
- [13] L. NÉEL, *J. Phys. Rad.* (1954) **15**, 225.
- [14] M. GUYOT, T. MERCERON, V. CAGAN, A. MERSEKHER, *Phys. Stat. Sol.* (1988) **a 106**, 595.
- [15] A. GLOBUS, *J. Physique* (1977) **38**, CI-1.
- [16] JOHNSON, WISSER, *IEEE Trans. on Magn.* (1990) **26**, 1987.
- [17] M. GUYOT, V. CAGAN, *J. Magn. Magn. Mater.* (1982) **17**, 202.
- [18] J. SMIT, *Proc. 4th Intern. Conf. on ferrites* (San Francisco, 1984) part. I, Franklin F.Y. Wang éditeur. (American Ceramic Society, Columbus, USA).
- [19] D.J. BERGMAN, *Phys. Report* (1978) **43**, 377.
- [20] R. LANDAUER, *in* *Electrical transport and optical properties of inhomogeneous media* (1978) edited by J.C. Garland & D.B. Tanner, AIP Conf. Proc. n°40.
- [21] J.P. BOUCHAUD, P.G. ZERAH, *Phys. Rev. Lett.* (1989) **63**, 1000.
- [22] J.P. BOUCHAUD, P.G. ZERAH, *J. Appl. Phys.* (1990) **67**, 5512.
- [23] C. KITTEL, *Phys. Rev.* (1948) **73**, 155.
- [24] L.R. WALKER, *J. Appl. Phys.* (1958) **29**, 318.
- [25] D. STANCIL, *Theory of magnetostatic waves* (1993) Springer Verlag, Berlin.
- [26] M. SPARKS, *Ferromagnetic relaxation theory* (1964) Mc Graw Hill, USA.
- [27] C.E. PATTON, *Microwave resonance and relaxation in* [30] p. 575.
- [28] J. SMIT, H.P. WIJN, *Ferrites* (1959) John Wiley and Sons, NY.
- [29] W. VON AULOCK, *Handbook of microwave ferrite materials* (1965) Academic Press.
- [30] D.J. CRAIK, *Magnetic oxides* (1975) John Wiley and Sons, New York.
- [31] R. VALENZUELA, *Magnetic ceramics* (1994) Cambridge University Press, UK.

- [32] C. GUILLAUD, *Proc. I.E.E.* (1957) **104B**, 165.
- [33] J. SMIT, H.P.J. WIJN, *Adv. Electr.and Electr. Physics* (1954) **6**, 69.
- [34] P.I. SLICK in *Ferromagnetic materials* (1980) édité par E.P. Wohlfarth, North Holland, Amsterdam, vol. **2**, p189.
- [35] J. NICOLAS, *ibid.* p. 243.
- [36] E.F. BERTAUT, F. FORRAT, *C. R. Acad. Sci.* (1956) **242**, 382.
- [37] J. HELSZAJN, *YIG resonators and filters* (1985) John Wiley, New York.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

CHAPITRE 18

LES MATÉRIAUX MAGNÉTOSTRICTIFS

La plupart des effets magnétoélastiques décrits au chapitre 12 donnent lieu à des applications industrielles : alliages à dilatation thermique contrôlée, actionneurs et capteurs. Nous présentons dans ce chapitre les matériaux magnétostrictifs les plus utilisés, ainsi que leurs principales applications industrielles.

1. LA FAMILLE DES INVARS ET DES ELINVARs

1.1. ALLIAGES À DILATATION THERMIQUE CONTRÔLÉE

La réalisation d'ensembles mécaniques complexes destinés à travailler à des températures extrêmes pose le délicat problème de la compatibilité des dilatations thermiques des divers composants. C'est le cas, par exemple, des conteneurs de liquides cryogéniques dont les deux parois – interne et externe – sont portées à des températures très différentes, ou encore des pièces métalliques soudées sur des substances à faible coefficient de dilatation thermique (soudure verre-métal). Mettant à profit la forte magnétostriction en volume positive de certains alliages du fer, les métallurgistes ont développé toute une famille d'alliages à *dilatation thermique contrôlée*, c'est-à-dire dont le coefficient de dilatation thermique peut prendre des valeurs bien inférieures à celles que l'on observe dans les alliages classiques. L'archétype de ces alliages est l'*Invar*[®], de composition $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$, découvert en 1896 par C.E. Guillaume, et qui présente une dilatation thermique pratiquement nulle à la température ambiante. Le tableau 18.1 présente quelques caractéristiques de trois alliages à caractéristiques Invar développés par la société Imphy S.A.

L'*Invar* est utilisé chaque fois que l'on recherche un matériau présentant une très faible dilatation thermique à température ambiante ou à plus basse température. Les applications de l'*Invar* sont variées, depuis les énormes cuves de méthaniers jusqu'aux minuscules pièces de métrologie, en passant par une foule de composants tels que les masques de télévision couleur à haute définition.

Les propriétés physiques remarquables de cet alliage sont liées à l'extrême sensibilité de sa structure électronique vis-à-vis de la distance interatomique. Les atomes de fer

présentent en effet la propriété remarquable, dans la structure cubique à faces centrées de cet alliage, d'exister dans deux états de spin différents : l'un est conforme à la règle de Hund et correspond à une forte valeur de moment magnétique ($2,2$ à $2,5 \mu_B$) et à un plus fort paramètre de maille cristalline et l'autre correspond à un faible moment magnétique ($0,8$ à $1,5 \mu_B$) et un plus faible paramètre de maille.

Tableau 18.1 - Principales caractéristiques physiques d'alliages cristallisés à dilatation thermique contrôlée (Documents Imphy UGINE Précision)

Propriétés	INVAR	Dilver 0	Dilver P ₀
$\alpha_T, 10^{-6} K^{-1}$	1 ^a , 0.6 ^b , 1.9 ^c , 4.7 ^d	8.9 ^a , 9.8 ^c , 10.6 ^e , 11.4 ^f	6.5 ^a , 5.5 ^c , 4.9 ^e , 7.5 ^f
Masse spécifique, kgm^{-3}	8130	7500	8250
Résistance à la rupture, MPa	600	800	730
(" après recuit)	(500)	(570)	(550)
Dureté Vickers	200	230	220
(" après recuit)	(130)	(180)	(150)
Température de fusion, K	1723	1723	1723
Conductivité thermique, W/mK	10,5	12,1	17,5
Chaleur spécifique, J/kgK	510	500	500
Résistivité électrique, $\mu\Omega m$	0,75	0,65	0,49
Température de Curie, K	503	843	698
Polarisation magnétique, T	1,6	—	1,6

α_T est mesuré entre -100 et $0^\circ C$ (a), $0-100^\circ C$ (b), $100-200^\circ C$ (c), $200-300^\circ C$ (d), $300-400^\circ C$ (e), $500-600^\circ C$ (f). Les autres grandeurs sont mesurées à température ambiante.

En chauffant cet alliage depuis les basses températures, on peuple progressivement le second état et la contraction de la maille qui en résulte compense à peu près la dilatation thermique normale : on voit sur la figure 18.1 que le volume de l'alliage reste invariable de 0 à environ 400 K, ce qui lui a valu le nom d'Invar, marque déposée de la société IMPHY UGINE PRÉCISION.

L'effet Invar est un effet de magnétostriction d'échange mais ici, plus que l'intégrale d'échange, c'est la valeur du moment magnétique atomique qui varie avec la distance.

L'alliage Invar reste la référence dans ce domaine, mais on a découvert par la suite bien d'autres familles d'alliages présentant le même type de propriétés, désignés par le terme d'aciers spéciaux à *dilatation thermique contrôlée* et dont le champ d'applications ne cesse de s'élargir : métrologie, télévision à haute résolution, soudure verremétal, cuves de méthaniers, etc. [1].

Ces alliages présentent une magnétostriction en volume géante, mais aussi – par voie de conséquence – une *magnétostriction forcée environ 50 fois plus forte que dans les autres substances ferromagnétiques* ($\partial V/V\partial H = 1,2 \times 10^{-10}/Am^{-1}$), ce qui peut poser problème : si l'on veut garantir une stabilité dimensionnelle parfaite, il faut éviter d'exposer un Invar à tout champ magnétique, ou bien le remplacer par une nuance antiferromagnétique qui ne sera plus sensible au champ en première approximation.

Or, à ce jour, on n'a pas trouvé de substance antiferromagnétique dont le coefficient de dilatation thermique linéaire soit inférieur à $4 \times 10^{-6} / \text{K}$.

La figure 18.1 montre les variations thermiques du coefficient de dilatation thermique linéaire α_T de l'alliage Invar, $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$: il présente une anomalie marquée vers T_C mais également en dessous, à la différence des métaux et alliages magnétiques "normaux" tels que le nickel, qui ne présentent d'anomalie qu'au voisinage de T_C . On notera la réduction spectaculaire de la dilatabilité en dessous de T_C pour l'Invar : le coefficient de dilatation thermique n'est cependant très proche de zéro que vers 100 K et 290 K.

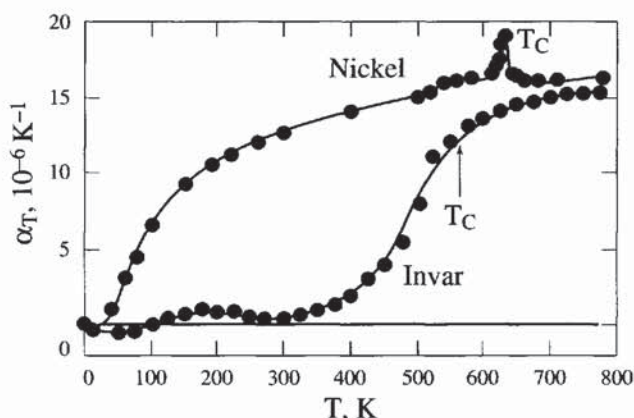


Figure 18.1 - Variations thermiques du coefficient de dilatation thermique linéaire de l'Invar, d'après [2] et du nickel, d'après [3]

Les Dilvers, eux, sont utilisés par exemple en électronique, pour permettre de réaliser des soudures verre-métal sans risque de fracture lorsque les assemblages doivent subir des variations thermiques importantes au-dessus de la température ambiante.

Certains alliages amorphes à base de fer présentent également un coefficient de dilatation thermique qui, sans être nul, reste modeste en raison de leur forte magnétostriction en volume positive : par exemple le ruban de Metglas® 2605SC présente un coefficient de dilatation thermique linéaire $\alpha_T = 5,9 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, soit deux fois plus faible que celui du Metglas® 2705M à base de cobalt. Cette faible dilatabilité est associée à des propriétés mécaniques et magnétiques remarquables, ainsi qu'on pourra le voir plus loin sur le tableau 18.2.

1.2. ALLIAGES À MODULE ÉLASTIQUE STABLE

D'énormes effets magnétoélastiques du second ordre ont été également observés dans la famille des alliages Invar, et c'est encore C.E. Guillaume, inventeur de l'Invar et prix Nobel de Physique, qui a découvert en 1920 l'alliage **Elinvar**, alliage de fer à 36% de nickel et 12% chrome, qui présente la structure cubique à faces centrées, et dont le module d'Young reste stable vis-à-vis de la température : ici, c'est la

contribution magnétique à la constante élastique qui compense la dérive thermique normale de cette constante. De nombreux alliages présentent cet "effet Elinvar".

De tels alliages présentent aussi un intérêt industriel, et peuvent être utilisés en mécanique de précision, par exemple en horlogerie, pour réaliser des ressorts dont la raideur reste stable vis-à-vis des variations thermiques [1].

Pour les applications, l'objectif recherché n'est pas forcément d'obtenir l'invariance du module d'Young vis-à-vis de la température, $\partial Y / \partial T = 0$, mais plutôt l'invariance de la propriété à mettre en œuvre dans telle ou telle application. Par exemple, si l'on utilise la fréquence de résonance mécanique d'un barreau de longueur ℓ en mode de vibration longitudinale $f_0 = (1/2\ell)(Y/\rho)^{1/2}$, il conviendra de chercher à rendre f_0 indépendante de la température, ce qui impose : $\partial \ln(Y)/\partial T = -\partial \ln(\ell)/\partial T$, puisque la masse spécifique ρ varie comme ℓ^{-3} . En général, le module d'Young Y décroît lorsque la température s'élève tandis que ℓ s'allonge : les deux effets peuvent ainsi se compenser pour assurer la stabilité thermique de f_0 .

2. MATÉRIAUX MAGNÉTOSTRICTIFS POUR ACTIONNEURS

2.1. LES MATÉRIAUX À FORTE MAGNÉTOSTRICTION ANISOTROPE

Les matériaux à forte magnétostriction anisotrope (de Joule) sont recherchés pour réaliser des actionneurs de toutes sortes. On leur demande de présenter une déformation relative aussi importante que possible sous des champs d'excitation les plus faibles possibles. La magnétostriction étant un phénomène pair vis-à-vis de l'aimantation, il est nécessaire de polariser le matériau par un champ magnétique statique afin de travailler au voisinage du point d'inflexion de la caractéristique $\lambda(H)$, appelé *point moyen de fonctionnement*.

On se rappellera que les coefficients s_{ij}^H , $\mu_{kl}\sigma$, et d_{mn} définis (voir l'équation 12.41) autour de ce point de fonctionnement peuvent être des fonctions du champ appliqué qui gardent la mémoire de l'histoire antérieure du matériau. Les valeurs fournies dans la littérature sont alors des valeurs moyennes.

Le tableau 18.2 compare quelques données numériques caractérisant divers matériaux magnétostrictifs. Les paramètres k_{33} et d_{33} ont été définis au § 9.1 du chapitre 12.

On constate que certains alliages à base de terres rares découverts dans les années 75 (en grisé dans le tableau 18.2) développent des déformations magnétostrictives 50 à 100 fois supérieures à celles des matériaux conventionnels de l'après-guerre (nickel et alfer), nous allons voir pourquoi et comment.

**Tableau 18.2 - Température de Curie et propriétés physiques
à température ambiante de quelques matériaux magnétostrictifs**

Substance	T_C (K)	J_s (T)	λ_s (10^{-6})	ρ_e ($\mu\Omega m$)	k_{33}^{max}	d_{33}^{max} (mA^{-1})
Nickel	631	0,63	- 36	0,07	0,31	$- 3,1 \times 10^{-9}$
Alfer (Fe 13% Al)	773	1,3	+ 40	0,9	0,32	$7,1 \times 10^{-9}$
45 Permalloy (Fe 65%Ni)	713	1,6	+ 27	0,6	0,17	-
2V-Permendur (2V, 49Fe, 49Co)	1253	2,4	+ 70	0,3	0,26	-
Ni 4% Co	683	0,68	- 31	0,1	0,50	-
Magnétite (Fe_3O_4)	853	0,61	+ 40	10^2	0,36	-
Ferrite de Nickel ($NiFe_2O_4$)	863	0,33	- 33	$>10^{10}$	0,20	-
$Ni_{0,98}Co_{0,02}Fe_2O_4$	863	0,33	- 32	$>10^{10}$	0,38	-
DyZn [001] à 4,2 K	140	anisotr.	(+ 5300)	0,5	-	-
Terfenol ($TbFe_2$)	698	1,1	+ 1750	-	0,35	-
Terfenol-D* ($Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe_2$)	653	1,0	+ 1100	0,6	0,75	57×10^{-9}

*Notons que d_{33} est très sensible à la contrainte pour le Terfenol-D ($57 \times 10^{-9} mA^{-1}$ sous 0 MPa, mais seulement $10 \times 10^{-9} mA^{-1}$ sous 40 MPa).

2.2. LE TERFENOL-D

Cet alliage mérite une attention particulière pour deux raisons : d'abord, il s'agit du meilleur candidat au rôle d'actionneur magnétostrictif à température ambiante (il remportait en 1990 le record du monde de densité de puissance acoustique émise par sonar) ; de plus, il représente le fruit d'une recherche exemplaire dans le domaine des matériaux magnétiques. A l'origine, deux classes de matériaux pouvaient intéresser les ingénieurs chargés de concevoir des actionneurs magnétostrictifs :

- ♦ les métaux et alliages 3d capables de travailler à température ambiante et sous des champs magnétiques relativement modestes, mais présentant des magnétostrictions trop faibles pour pouvoir concurrencer les céramiques piézo-électriques,
- ♦ et les métaux 4f qui présentent des magnétostrictions énormes, mais des températures de Curie très basses, des structures magnétiques souvent complexes et des anisotropies magnétocristallines si fortes qu'il faudrait des champs magnétiques trop importants pour développer des déformations notables.

C'est en alliant des terres rares à des métaux 3d tels que le fer et/ou le cobalt que l'on pouvait espérer obtenir des matériaux à forte magnétostriction même à température ambiante et sous des champs magnétiques raisonnables.

A.E. Clark mit d'abord au point l'alliage TbFe_2 nommé *Terfenol* (TERbium, FEr, Naval Ordnance Laboratory), qui combinait une température de Curie relativement élevée due au fer avec une magnétostriction géante due au terbium. Toutefois, l'anisotropie magnétocristalline restait un obstacle majeur. Alliant le terbium au dysprosium, Clark réussissait peu après, en 1975, à préparer un nouvel alliage $\text{Tb}_{0,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_2$, c'est le *Terfenol-D* (D pour dysprosium), dont la magnétostriction restait géante et la température de Curie assez élevée, mais qui se laissait saturer dans des champs magnétiques modérés, car au premier ordre, les contributions du terbium et du dysprosium à l'anisotropie magnétique s'annulent pour cette composition à température ambiante. On notera la très forte anisotropie de sa magnétostriction : $\lambda^{\varepsilon,2}$ vaut $2,4 \times 10^{-3}$, tandis que $\lambda^{\gamma,2}$ est au moins cent fois plus faible.

L'équation (12.21), soit : $\lambda_s = (4/15)\lambda^{\gamma,2} + (2/5)\lambda^{\varepsilon,2}$ montre qu'un Terfenol-D polycristallin *isotrope* ne développera que 40% de $\lambda^{\varepsilon,2}$. Il semble donc préférable de préparer des matériaux *texturés*, en favorisant si possible la direction $[111]$, opération qui s'est révélée difficile et ce sont surtout des barreaux texturés d'orientation $[11\bar{2}]$ qui ont été utilisés industriellement jusqu'à récemment. Deux techniques ont été développées pour les préparer : la méthode de Bridgman modifiée (MB) et la méthode "Free Standing Zone" ou FSZM. Toutes deux donnent des bicristaux jumeaux présentant une direction $[11\bar{2}]$ dans leur plan d'accrolement, ce qui induit des contraintes internes importantes à la frontière des jumeaux et réduit quelque peu la magnétostrictivité d_{33} . La déformation maximum $\Delta\lambda = (1/6)\lambda^{\gamma,2} + (5/6)\lambda^{\varepsilon,2}$, attendue pour une telle orientation est d'environ 2×10^{-3} . Une recherche active se poursuit toujours pour améliorer les performances de cet alliage et réduire son coût de fabrication : des barreaux orientés selon $[111]$ ont pu être préparés en Chine par la méthode de Czochralski en creuset froid et en lévitation [4], et plus récemment la société TDK a mis sur le marché des barreaux préparés par une technique de poudres et présentant une magnétostrictivité intéressante à champ faible [5].

En raison de leur texture, la définition du *coefficient de magnétostriction* pour les matériaux dits "à magnétostriction géante" prête quelque peu à confusion. λ_s est par définition le coefficient que l'on observerait sur un matériau polycristallin isotrope par compensation, donné par l'équation (12.21) citée ci-dessus.

En fait, les constructeurs donnent souvent pour "coefficient de magnétostriction" la valeur $\lambda_{//}$ de la magnétostriction longitudinale mesurée selon la direction $[11\bar{2}]$ dans les échantillons à grains orientés et précontraints, qui surpasse notablement la valeur de λ_s . Et enfin, la déformation dynamique sous conditions de résonance peut encore largement dépasser la limite théorique statique, comme nous l'avons vu au § 9.3 du chapitre 12 : une déformation dynamique de $3,5 \times 10^{-3}$ a ainsi pu être observée sous résonance avec un alliage Terfenol-D, tandis que λ_s ne vaut que 1×10^{-3} .

C'est la très forte densité d'énergie du Terfenol-D qui lui a permis de concurrencer les céramiques piézo-électriques. La comparaison entre un PZT laminé et un Terfenol-D

est éloquent si l'on trace les courbes du déplacement relatif de l'extrémité d'un barreau en fonction de la pression développée en sortie de l'actionneur (figure 18.2).

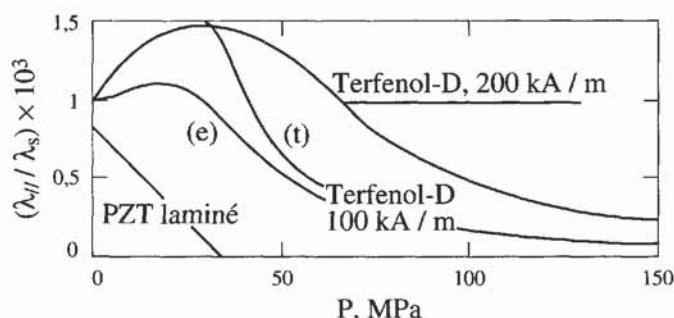


Figure 18.2

Performances comparées en terme de déformation réduite, en fonction de la pression P appliquée pour deux barreaux identiques en Terfenol-D et en céramique PZT laminée

L'énergie disponible est alors représentée par l'aire sous les courbes relatives à chacun des matériaux : le Terfenol-D supporte favorablement la comparaison, comme le montrent les courbes expérimentales pour $H = 100$ et 200 kA/m. La courbe théorique (t), donnée pour $H = 100$ kA/m, est calculée dans l'exercice 3 en *négligeant l'anisotropie magnétocristalline*, c'est pourquoi elle ne décrit pas bien le comportement à faible contrainte (la théorie prévoit que toute contrainte compressive inférieure à 35 MPa fait passer $\lambda_{||}$ de λ_s à $(3/2)\lambda_s$ mais l'expérience montre qu'il faut appliquer au moins 200 kA/m si l'on veut approcher une telle valeur pour $\lambda_{||}$).

A ce jour, huit compagnies au moins ont déjà commercialisé le Terfenol-D : deux en Europe, JOHNSON & MATTHEY - Rare Earth Products en Grande-Bretagne, et FEREDYN EUROPE en Suède qui a récemment arrêté sa production, deux aux USA, ETREMA Products (filiale de EDGE Technologies), et EDO, le géant des céramiques piézo-électriques, et quatre au Japon, TDK, NKK, TOSHIBA, et SUMITOMO. Les produits proposés sont généralement des barreaux cylindriques, des tubes et des disques. Les propriétés varient légèrement selon la méthode de préparation choisie par le fournisseur, mais aussi selon l'histoire de l'échantillon et les conditions opératoires. Le tableau 18.3 donne quelques propriétés physiques moyennes des produits offerts par trois fournisseurs occidentaux.

On notera que la résistivité électrique du Terfenol-D est faible en général, sauf pour le composite Magmek-91 spécialement étudié pour les applications haute fréquence. Ce dernier présente de plus une bien meilleure résistance à la traction (120 MPa contre 28), mais ces belles performances se payent par une plus faible magnétostrictivité ($d_{33} = 4$ nA $^{-1}$ au lieu de 10 à 60). Notons enfin que les barreaux monocristallins orientés $[111]$, et développés à Pékin à titre de prototypes [4], offrent une magnétostrictivité encore supérieure à ces matériaux et qui atteint 75 nA $^{-1}$.

Tableau 18.3 - Propriétés physiques d'alliages Terfenol-D à 20°C

Propriétés	Unités	Etrema a	Reacton b	Magmek 86 ^c	Magmek 91 ^c
Masse spécifique (ρ)	kgm^{-3}	9250	9250	9100	7300
Dilatation thermique linéaire (α_T)	10^{-6} K^{-1}	12	12	12	
Module de compressibilité (κ)	GPa	90			
Module d'Young (Y^H)	GPa	25-35		26,5 ^d	22 ^d
Module d'Young (Y^B)	GPa		50	55	
Vitesse du son (v^H)	ms^{-1}	1720		1720 ^d	1740
Vitesse du son (v^B)	ms^{-1}		2450	2450	
Résistance à la compression	MPa	700		300	250
Résistance à la traction	MPa	28		28	120
Chaleur spécifique (C_p)	$\text{JK}^{-1} \text{kg}^{-1}$	320-370			
Conductivité thermique	$\text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$	10,5			
Résistivité électrique (ρ_e)	$\mu\Omega\text{m}$	0,6	0,6	0,6	10^4
Température de Curie (T_C)	K	653		660	
Polarisation magnétique ($\mu_0 M_s$)	T	1			
Perméabilité relative (μ_{33}^T / μ_0)	—	5 - 10	10	9,3	2 - 12
Perméabilité relative (μ_{33}^E / μ_0) ^e	—			4,5	
Magnétostriction de Joule ($\lambda_{//}$)	10^{-3}	1,5 - 2	1,5	1,4 - 1,8	1,1
Couplage magnétomécanique (k_{33}^{max})	—	0,7 - 0,8	0,5 - 0,8	0,72	
Magnétostrictivité statique (d_{33}^{max})	nmA^{-1}	24 ^f 57 ^g	12	17	4
Magnétostrictivité dynamique (d_{33}^{max})	nmA^{-1}		6 ^h		
Densité d'énergie élastique	kJm^{-3}	14 - 25		14 - 25	11

^a Etrema Products -Edge (U.S.A) ^b Johnson-Matthey (U.K.) ^c Feredyn AB (Suède)

^d Etat désaimanté ^e $\mu_{33}^E / \mu_0 = \mu_{33}^T (1 - k_{33}^2) / \mu_0$ ^f Alliage MB ^g Alliage FSZM ^h sous 45 GPa

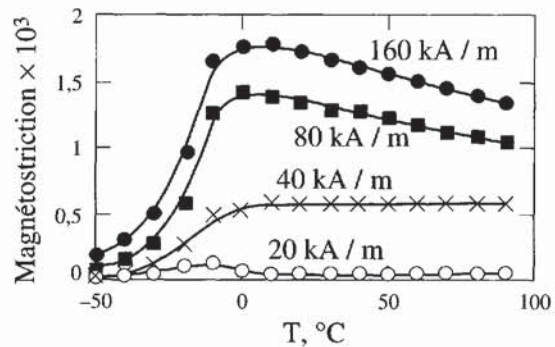
Les études sur les terfenols se poursuivent, et il est probable que le choix des barreaux transducteurs va encore se diversifier dans le futur. Un paramètre important est le coefficient de couplage magnétomécanique k_{33}^{max} qui peut atteindre 0,75, ce qui est bien supérieur à ce qu'offraient les magnétostrictifs du passé.

Il faut rappeler que les performances présentées dans le tableau 18.3 correspondent à des valeurs optimales valables à 20°C ; la magnétostrictivité décroît vite si l'on s'éloigne de cette température, et également si l'on applique des précontraintes sur les actionneurs, ce qui est généralement souhaitable en raison de leur fragilité.

La figure 18.3 montre les variations thermiques de la magnétostriction pour un barreau de Terfenol-D soumis à une contrainte compressive de 19 MPa : à champ faible, de 20 à 40 kA/m, la magnétostriction reste à peu près constante entre 0°C et 90°C, mais il n'en va pas de même aux champs plus élevés [6].

Figure 18.3
Variation thermique de la
magnétostriction du Terfenol-D

Ces courbes, très sensibles à la contrainte, ont été relevées sur des barreaux soumis à une précontrainte de 19 MPa.



En effet, la compensation entre les anisotropies magnétocristallines positive du dysprosium et négative du terbium n'est réalisée parfaitement qu'à une température donnée, ce qui explique que les performances de cet alliage diminuent fortement dès que l'on s'éloigne de celle-ci. Néanmoins, les qualités exceptionnelles de ce matériau justifient qu'on l'utilise malgré la nécessité d'une régulation thermique grossière.

Une fréquence d'excitation trop élevée peut aussi détériorer les performances quasi-statiques précitées. En raison de l'effet de peau lié aux pertes par courants de Foucault, les caractéristiques magnétostrictives dynamiques, tel le coefficient de couplage magnéto-mécanique apparent, peuvent dépendre de la forme de l'élément actif si la fréquence d'utilisation devient supérieure à une fréquence f_c caractéristique, qui pour un cylindre de diamètre d et de conductivité électrique γ s'écrit :

$$f_c = 2/(\gamma\pi\mu_{33}^e d^2) \quad (18.1)$$

où μ_{33}^e représente la perméabilité magnétique à déformation constante. L'utilisation d'un composite à faible conductivité électrique est alors recommandée.

En conclusion, à température ambiante, le Terfenol-D supporte la comparaison avec les céramiques PZT en raison de sa forte déformation à saturation et de sa haute densité de puissance. De plus, pour les applications basse fréquence, la plus faible célérité du son (2450 m/s pour le Terfenol-D contre 3100 m/s pour le PZT) permet d'atteindre la résonance avec des barreaux plus courts. Il l'emporte aussi sur les électrostrictifs tels que le PMN-PT dont les belles performances disparaissent dès 40°C (leur point de Curie).

Les principaux désavantages du Terfenol-D semblent être son hystérésis, une relative sensibilité à la température, la nécessité de le polariser magnétiquement et son prix encore élevé ; notons enfin la grande fragilité à la traction de l'alliage stœchiométrique, à laquelle il convient de parer en le maintenant sous compression et en restant très légèrement sous-stœchiométrique en fer : c'est pourquoi les alliages disponibles sur le marché présentent une composition $Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe_x$ avec $x = 1,90$ à $1,95$, sans influence marquée sur les performances magnétostrictives.

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), frettage 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.

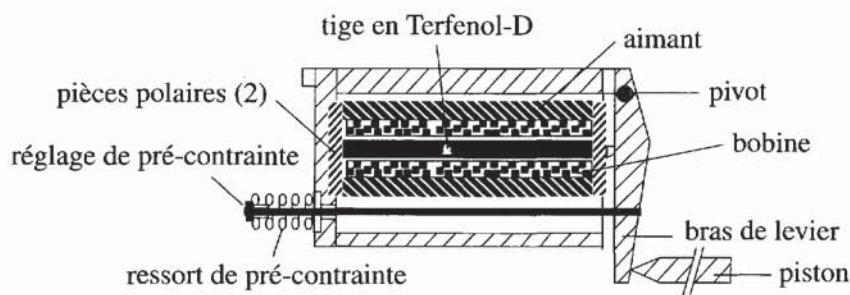


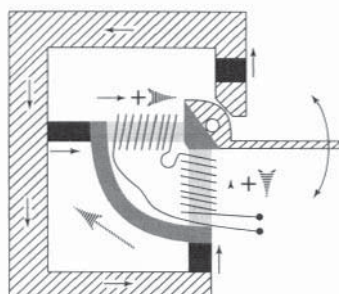
Figure 18.4 - Un exemple d'actionneur linéaire
(Documentation Etrema Products, Ames, IA, USA.)

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).

Figure 18.5 - Actionneur différentiel

Le flux statique est représenté par les flèches noires, le flux dynamique par les flèches hachurées. Matériau magnétique doux : volumes hachurés ; barreaux de Terfenol-D : en gris clair ; aimants : en noir ; matériau magnétique doux isolant : en gris foncé [8].



La course reste toutefois très limitée. Les flux magnétiques statique (polarisation) et dynamique (excitation) suivent des chemins différents, ce qui permet d'observer, dans deux barreaux disposés à angle droit, un champ magnétique dynamique qui renforce le champ statique pour un barreau, et est en opposition pour l'autre. Ainsi, le premier barreau s'allonge quand le second se raccourcit, ce qui engendre le mouvement de rotation désiré.

Pour permettre aux barreaux magnétostrictifs de rester sous compression en permanence, il est également possible d'utiliser deux barreaux alignés et travaillant de façon symétrique : quand le premier s'allonge, le second se raccourcit. Ce montage "push-pull" est particulièrement bien adapté au contrôle actif de position puisque, après dilatation, l'un des deux éléments est toujours ramené à sa position contractée par l'autre qui se dilate alors.

2.3.3. Actionneur à effet Wiedemann

Un autre type d'actionneur très particulier met en œuvre l'effet Wiedemann direct : il comporte un ressort à boudin en métal magnétostrictif dont les spires sont entourées par un bobinage qui permet de les aimanter longitudinalement.

Lorsqu'un courant circule dans le ressort, ce dernier est soumis à un champ hélicoïdal (voir le § 5 du chapitre 12), et subit une torsion par effet Wiedemann, ce qui a pour effet d'engendrer un déplacement linéaire d'une extrémité du ressort lorsque l'autre est fixée (figure 18.6). Un tel actionneur a été conçu et utilisé pour micropositionner de lourdes pièces d'optique dans un télescope.

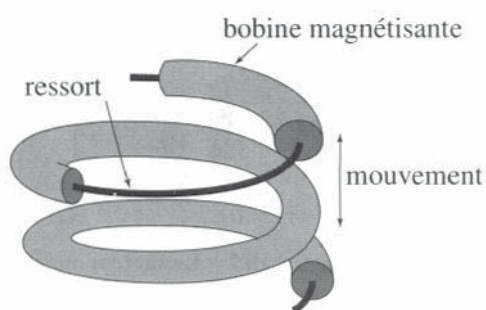


Figure 18.6
Actionneur à effet Wiedemann [9]

2.3.4. Moteur linéaire magnétostrictif

Ce moteur ne comporte qu'un barreau en Terfenol-D et un tube, de même diamètre que le barreau, qui sert de stator : la magnétostriction de Joule se développant à volume constant, il est possible de glisser le barreau dans le tube sous champ magnétique puis de le bloquer en supprimant le champ. En effet, tandis que le barreau

s'allonge, son diamètre diminue sous champ, puis augmente à nouveau quand le champ est supprimé. C'est là le secret de l'absence totale de jeu de ce type de moteur conçu par L. Kiesewetter à Berlin : la pièce mobile est bloquée en l'absence de courant excitateur. Le mouvement est alors engendré par application d'un champ magnétique sur une petite longueur du barreau en partant d'une extrémité : le diamètre diminue, et la longueur soumise au champ est libre de s'allonger. En déplaçant le champ vers l'autre extrémité du barreau, on y entraîne la zone déformée et enfin, lors de la suppression du champ, le barreau reprend sa longueur initiale mais s'est déplacé d'une longueur h dans la direction opposée à celle où se déplaçait le champ, comme on peut le voir sur la figure 18.7.

En répétant le cycle plusieurs fois, on réalise un moteur linéaire pas à pas. La marche arrière s'effectue en déplaçant le champ dans l'autre sens. En pratique, le champ est créé successivement par n bobines B_1, B_2, B_n , placées côte à côte. Avec des barreaux de 10 cm de long, et en excitant successivement 10 segments de 1 cm, le déplacement élémentaire sera de $10\text{ }\mu\text{m}$, si l'on admet une magnétostriction de 10^{-3} . Avec 10 cycles par seconde, l'avance sera de 0,1 mm par seconde. La longueur de la course ne sera limitée que par la géométrie du dispositif, concrètement par la longueur du stator. La charge maximale admissible dépendra des performances mécaniques du stator : un tel moteur peut être utilisé par exemple pour positionner au micron près des charges dépassant une tonne (voir l'exercice 4 en fin de chapitre).

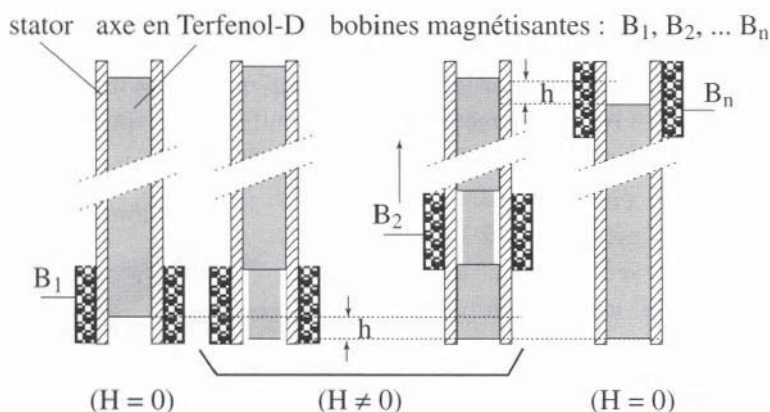


Figure 18.7 - Le moteur magnétostrictif linéaire de Kiesewetter

L'axe en Terfenol-D avance par reptation à la façon d'une chenille.

Il peut supporter une charge très importante même au repos [10].

2.3.5. Moteurs magnétostrictifs rotatifs

En combinant deux mouvements linéaires déphasés il est possible de réaliser aussi des moteurs rotatifs pas à pas sur le principe des moteurs à friction ou du moteur électrique à quatre temps. La plupart de ces moteurs ont en commun deux caractéristiques essentielles, un très fort couple (même à vitesse nulle) et une absence totale de jeu.

Les moteurs à friction comportent deux actionneurs linéaires perpendiculaires. L'un vient mettre en contact un stator avec un rotor, et quand le contact est établi, le second actionneur déplace le rotor. Le premier actionneur se rétracte alors et le second peut revenir au repos sans bouger le rotor. En réalité, les deux mouvements sont simultanés et le point de contact du stator décrit une ellipse. Un couple moteur de 2 Nm a déjà pu être atteint avec ce type de moteur. Des progrès importants sont encore attendus, mais le gros défaut de ce type de moteur est l'usure par frottement des surfaces en contact, comme dans le cas des moteurs piézoélectriques.

Le moteur électrique rotatif à quatre temps fonctionne sur un mode un peu différent :

1. des actionneurs viennent prendre en pince un rotor,
2. puis sont poussés par un deuxième ensemble d'actionneurs,
3. les pinces s'ouvrent, libérant le rotor,
4. et le deuxième ensemble d'actionneurs revient au repos ;

le moteur est alors prêt pour un nouveau cycle. En 1991, un prototype a pu délivrer sur l'arbre du rotor un couple de 12,2 Nm [11].

Des moteurs mixtes, utilisant à la fois des matériaux magnétostrictifs et piézo-électriques, ont aussi été réalisés, car les performances mécaniques de ces matériaux sont assez différentes et peuvent être complémentaires, en particulier dans le domaine de la résistance aux efforts de cisaillement.

En conclusion, on attend des moteurs magnétostrictifs un fort couple même à faible vitesse. A vitesse nulle, le moteur garde sa position sans le moindre jeu. La comparaison avec les moteurs piézo-électriques n'est pas aisée car la recherche bat son plein dans ces deux domaines. On peut prévoir cependant que les moteurs magnétostrictifs, au vu de leur prix plus élevé, seront réservés aux applications à très forte densité d'énergie, dans le domaine aérospatial par exemple.

On admettait dans les années 1990 que les puissances spécifiques des différents types de moteurs étaient de l'ordre de 20 W/kg pour un moteur électrique standard, 50 W/kg pour un servomoteur, 80 W/kg pour un moteur à ultrasons à base de matériau piézoélectrique et 100 W/kg pour un moteur magnétostrictif. La comparaison de dispositifs aussi variés n'est pas aisée, car elle doit, bien sûr, tenir compte également du poids et de l'encombrement des sources d'énergie.

2.3.6. Les sonars

La transmission d'ondes électromagnétiques dans l'eau salée des océans se heurte à une atténuation telle qu'il est impossible d'envisager de se guider ou de repérer un obstacle à l'aide du radar. Les sous-marins ont donc mis au point en 1935 la technique du sonar, qui consiste à émettre des ondes acoustiques et à mesurer le temps que mettent les échos à revenir, pour en déduire la distance d'un objet réfléchissant. Le nickel fut employé dans les premiers temps pour réaliser à la fois des émetteurs par effet de magnétostriction de Joule, et des récepteurs utilisant l'effet inverse. Quand le nickel se fit rare durant la guerre, on le remplaça par un alliage

dénommé “Alfenol” ou “Alfer” constitué d'aluminium et de fer. Après la seconde guerre mondiale, les matériaux magnétostrictifs cédèrent la place aux céramiques piézo-électriques. De nos jours, un regain d'intérêt se manifeste, à l'émission, pour la magnétostriction et des prototypes réalisés avec du Terfenol-D ont battu le record mondial de densité de puissance émise.

Les émetteurs sont en général constitués de barreaux précontraints dont une extrémité est reliée à un pavillon adaptateur d'impédance qui couple au mieux le barreau à l'eau de mer. La polarisation est réalisée par des aimants permanents [12].

3. MATÉRIAUX POUR CAPTEURS

Depuis la découverte du couplemètre à effet Wiedemann par Kobayosi en 1929, les recherches n'ont jamais cessé dans le domaine des capteurs magnétostrictifs, mais elles ont pris une ampleur sans précédent avec l'apparition des rubans amorphes et en particulier du Metglas 2605SC. La réalisation de capteurs magnétostrictifs ne nécessite pas des matériaux à magnétostriction géante, mais plutôt des matériaux capables de transformer l'énergie élastique en énergie magnétique, ou *vice versa*, avec un rendement tendant vers l'unité pour ne rien perdre du signal à traiter.

Cette condition se traduit donc par la course aux matériaux présentant le *plus fort coefficient de couplage magnétomécanique possible et les pertes les plus faibles possible*. Le paramètre à optimiser n'est donc pas λ_s , mais $\partial\lambda/\partial H$, ou si l'on veut, la magnétostrictivité d_{33} , qui exprime aussi la sensibilité à la contrainte de l'aimantation du matériau. Le nickel métallique – bien que très vulnérable aux chocs – a été utilisé durant la seconde guerre mondiale comme capteur pour la réception des signaux Sonar, mais il a été ensuite détrôné par les céramiques piézo-électriques. Vers les années 1980, un verre métallique à très hautes performances magnétoélastiques, le Metglas® 2605SC dont les caractéristiques sont présentées ci-dessous, est apparu comme un concurrent sérieux des céramiques piézo-électriques.

La magnétostrictivité $\partial\lambda/\partial H$ peut être renforcée par un recuit qui relâche les tensions internes et augmente la perméabilité magnétique initiale, sans modifier nécessairement la valeur de la magnétostriction à saturation, λ_s (voir la figure 12.15). Dans le cas des matériaux amorphes, un recuit à une température *inférieure* à la température de recristallisation T_X , peut parfois induire une relaxation structurale et ainsi modifier légèrement λ_s , tandis qu'un recuit à une température *supérieure* à T_X modifie toujours très fortement λ_s , qui est sensible à l'ordre atomique local.

N.B. - Cependant, il est parfois des circonstances expérimentales où les impératifs énoncés ci-dessus ne s'imposent pas, et il est bon que l'ingénieur en ait pris conscience pour de simples raisons d'économie : par exemple, nous verrons un peu plus loin comment réaliser un capteur de couple en utilisant l'effet Wiedemann inverse. Or, dans ce dispositif, le capteur comporte une tête magnétique qui est située à

quelques dixièmes de mm de l'axe pour permettre de mesurer le couple même lorsque l'axe est en rotation : alors, l'essentiel de la réluctance magnétique est concentrée dans l'entrefer. Que le matériau présente une perméabilité de 10 000 ou de 300, et que son coefficient de couplage magnétomécanique k vaille 0,99 ou 0,75, la courbe de réponse du capteur sera pratiquement la même !

La solution consiste alors à utiliser un acier ordinaire pour fabriquer l'axe, et à mesurer la modulation de sa perméabilité sous la contrainte : la sensibilité sera en général suffisante.

3.1. LE METGLAS 2605SC

Le matériau magnétostrictif isotrope le plus performant à ce jour est un verre métallique riche en fer, le Metglas® 2605SC produit par la société *Allied Signal Inc.* qui présente les performances les mieux adaptées à la réalisation de capteurs magnéto-élastiques de haute sensibilité. Il s'agit d'un alliage $\text{Fe}_{81}\text{B}_{13,5}\text{Si}_{3,5}\text{C}_2$ préparé par la méthode de la trempe sur roue : un filet d'alliage fondu tombe sur une roue refroidie, et y est refroidi de mille degrés en un millième de seconde ce qui le fige dans l'état liquide (donc amorphe, c'est-à-dire non cristallisé). Les rubans présentent une largeur allant de 10 mm à 100 mm, et une épaisseur de 20 μm environ.

Le tableau 18.4 présente quelques propriétés de cet alliage qui est très fréquemment utilisé dans toutes sortes de capteurs.

Tableau 18.4 - Propriétés physiques d'un ruban Metglas 2605SC recuit sous champ magnétique

Propriétés (symboles)	Unités	Metglas 2605SC recuit
Masse spécifique (ρ)	kgm^{-3}	7 320
Température de cristallisation (T_x)	K	753
Dilatation thermique linéaire (α_T)	10^{-6} K^{-1}	5,9
Module d'Young (Y^H)	GPa	25
Module d'Young (Y^B)	GPa	200
Dureté Vicker sous 50g (H_v)	—	880
Limite élastique à la traction	MPa	700
Conductivité thermique	$\text{Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$	9
Résistivité électrique (ρ_e)	$\mu\Omega\text{m}$	1,35
Température de Curie (T_C)	K	643
Polarisation magnétique ($J_s = \mu_0 M_s$)	T	1,35 ($H = 80 \text{ Am}^{-1}$) 1,61 (saturé)
Perméabilité initiale relative (μ_{33}^T / μ_0)	—	20 000 (80 000 à $\sigma_{zz} = 1 \text{ MPa}$)
Perméabilité relative maximum (μ^{max})	—	300 000
Coefficient de magnétostriction (λ_s)	10^{-6}	30
Coeff. de couplage magnétomécanique (k_{33}^{max})	—	0,97 ($H = 50 \text{ Am}^{-1}$)
Magnétostrictivité statique (d_{33}^{max})	nmA^{-1}	1000

Sa résistivité électrique est 20 fois supérieure à celle du nickel, pour une magnétostriction comparable mais positive. On notera ses propriétés élastiques très intéressantes, son faible coefficient de dilatation thermique et sa grande résistance à la corrosion.

Un recuit sous un champ magnétique appliqué dans le plan du ruban mais perpendiculairement à sa longueur, durant 10 mn à 642°K induit une très faible anisotropie magnétique ($K = 35 \text{ J/m}^3$) avec direction de facile aimantation selon la direction où a été appliqué le champ. Il suffit d'un champ magnétique longitudinal de l'ordre de 50 A/m pour compenser cette faible anisotropie : on observe alors un couplage magnéto-mécanique avoisinant l'unité ($k_{33} = 0,97$).

3.2. CAPTEURS BASÉS SUR LES EFFETS MAGNÉTOÉLASTIQUES INVERSES

L'effet magnétoélastique de Joule inverse (voir § 6.2 du chapitre 12) a été mis à profit pour réaliser des capteurs très simples de *force*, de *percussion* ou de *pression*. La géométrie de ces capteurs peut varier à l'infini, mais le principe reste le même : une bobine de lecture mesure les variations de flux engendrées par toute variation de contrainte appliquée à un ruban de Metglas faiblement aimanté.

3.2.1. Capteur de force

Un ruban de verre métallique, de composition $\text{Co}_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, qui présente une magnétostriction λ_s négative, est suspendu et maintenu vertical par application d'une faible force dirigée vers le bas (figure 18.8-a). Un champ magnétique alternatif est appliqué à ce ruban au moyen d'une bobine excitatrice. Deux bobines réceptrices détectent les variations de flux induites. Le cycle d'hystérésis correspondant à cette situation de "ruban libre" est représenté sur la figure 18.8-b, et comparé au cycle observé lorsqu'une contrainte supplémentaire vient s'ajouter à la tension initiale (ruban "chargé").

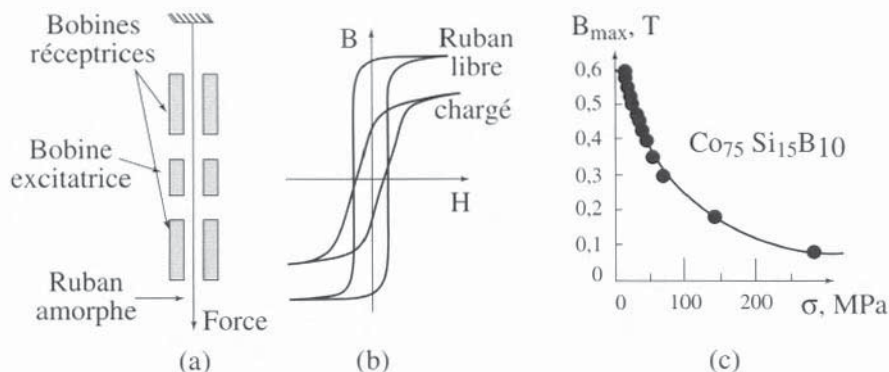


Figure 18.8 - Capteur de force utilisant la variation de l'induction maximale détectée dans les bobines réceptrices [13]

La variation de flux dans les bobines de lecture, liée à la diminution de la perméabilité du ruban, est importante au voisinage du champ nul, ce qui permet de réaliser des capteurs de très haute sensibilité, mais qui sont aussi très sensibles à toute variation du courant d'excitation : c'est pourquoi la mesure de l'induction après le coude de "pseudo-saturation", " B_{\max} ", est préférable car elle réduit notablement la sensibilité à une variation de courant ; la figure 18.8-c présente la réponse caractéristique d'un tel capteur.

3.2.2. *Magnétomètre ultrasensible*

Sur un principe très différent, un magnétomètre sensible peut être constitué d'un ruban de Metglas déposé sur un substrat en céramique piézo-électrique oscillant à la résonance ; sous l'effet de cette contrainte oscillatoire, l'aimantation du ruban est modulée avec une amplitude proportionnelle au champ magnétique extérieur. Lorsque ce dernier est modulé à une basse fréquence F , il est possible de détecter la composante alternative par détection synchrone : la sensibilité ultime de l'appareil, qui varie en fréquence comme $(1/F)^{1/2}$ atteint alors celle des magnétomètres ultrasensibles de type "fluxgate", soit de l'ordre de 10 pT à 1 Hz.

3.2.3. *Couplemètre à effet Wiedemann inverse*

Cet effet permet de mesurer à distance et sans contact le couple exercé sur un axe ferromagnétique et magnétostrictif. Sous l'effet de la torsion engendrée par le couple, un tel axe présente une distribution anisotrope de contraintes mécaniques, nulles selon les génératrices et à $\pm 90^\circ$ de celles-ci, maximales et de signe contraire à $\pm 45^\circ$. Si une torsion à droite augmente la perméabilité magnétique à $+45^\circ$ elle la réduit à -45° , tandis qu'une torsion à gauche donne l'effet inverse (voir § 6.3 au chapitre 12).

Un circuit magnétique en pont comporte un bras d'excitation (P_1, P_2) et un autre de détection (S_1, S_2). Le flux se refermant dans l'axe, les bobines de détection délivrent un signal alternatif proportionnel à la torsion, qui s'annule en l'absence de couple, le pont étant alors équilibré. Tel est le principe du *couplemètre* dont il existe plusieurs variantes. Le circuit magnétique d'excitation-réception est séparé de l'axe par un entrefer, ainsi la mesure est possible même sur un axe mobile : ce type de capteur intéresse entre autres l'industrie automobile (figure 18.9).

Si l'axe est non magnétique, ou si la distribution des contraintes à la surface du barreau est trop inhomogène, il convient de coller à la surface des rubans de Metglas qui constitueront l'élément sensible du capteur.

A ce sujet, citons le multicapteur de Tyren et Lord, destiné à mesurer simultanément le couple de torsion que subit un arbre en rotation et sa vitesse angulaire [14]. Ce capteur comporte un ruban amorphe collé sur la surface de l'arbre et sensible aux contraintes associées au couple ; quand sa perméabilité varie, cela modifie l'inductance d'une self bobinée autour du ruban et connectée en série avec une capacité. Le circuit LC ainsi constitué est entièrement passif et tourne avec l'axe dont il est

solidaire. Un émetteur-récepteur immobile mesure la fréquence de résonance du circuit LC : le glissement en fréquence permet de calculer l'intensité du couple de torsion tandis que l'intensité du signal reçu, modulée à chaque tour de l'arbre, renseigne sur la vitesse angulaire. Le même émetteur peut d'ailleurs, en travaillant sur plusieurs fréquences différentes, contrôler plusieurs capteurs situés en différents points de la pièce tournante.

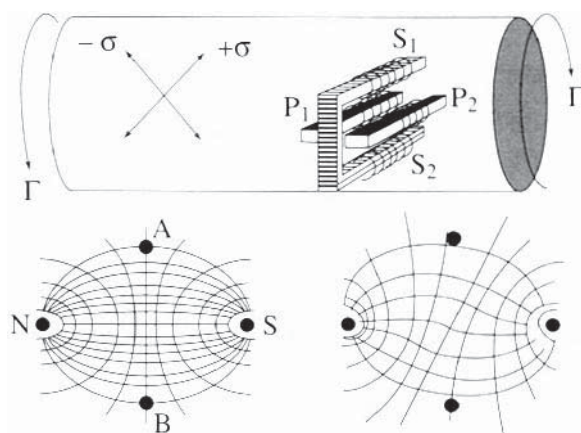


Figure 18.9 - Principe du couplemètre "Torductor" et représentation des lignes équipotentielles avant et après déformation [15]

3.3. CAPTEURS BASÉS SUR LES EFFETS MAGNÉTOÉLASTIQUES DIRECTS

3.3.1. Magnétomètres magnétostrictifs

L'effet direct de magnétostriction de Joule sert à détecter et mesurer des variations de champ magnétique extrêmement faibles : les laboratoires de la marine américaine travaillent activement dans ce domaine de la *magnétométrie fine*. Les techniques sont variées : par exemple modulation du chemin optique dans un interféromètre où l'on introduit un barreau de Terfenol-D soumis à un champ magnétique variable, ou variation, en fonction de l'intensité d'un champ magnétique, de l'indice de réfraction d'une fibre optique recouverte par un dépôt de Metglas [16, 17].

La sensibilité de tels dispositifs peut atteindre 10^{-3} à 10^{-4} Am^{-1} .

3.3.2. Détecteur de position

L'effet Wiedemann direct a été utilisé pour engendrer localement un cisaillement qui se propage ensuite le long d'un fil ou d'une tige. Par exemple, un aimant permanent en forme d'anneau peut glisser le long d'un tube ferromagnétique. Quand une impulsion de courant parcourt ce tube, un cisaillement apparaît au niveau de l'anneau (où le champ magnétique résultant devient hélicoïdal un court instant). Cette impulsion de cisaillement se propage alors le long du tube et est détectée à l'extrémité. La mesure

du temps de transit a permis de réaliser un *détecteur de position*, le Captosonic de la société Equipiel (figure 18.10).

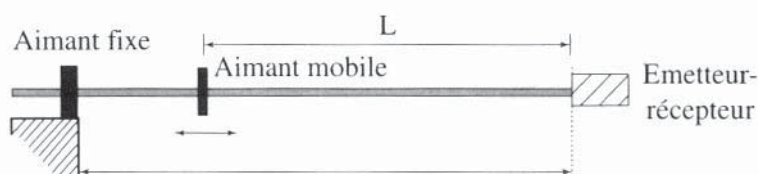


Figure 18.10 - Le détecteur de position "Captosonic" [18]

4. ACTIONNEURS ET CAPTEURS INTÉGRÉS

Le développement des micro-systèmes intégrés a suscité une recherche active sur les effets magnétoélastiques dans les couches minces.

Le but recherché est d'obtenir la déflexion la plus importante possible sous le champ magnétique le plus faible possible : il s'agit donc de trouver un matériau présentant tout à la fois un fort coefficient de couplage magnétoélastique $b\gamma^2$ et un champ d'anisotropie aussi faible que possible, donc une faible anisotropie magnétique et une forte aimantation, afin d'obtenir une forte dérivée $\partial b(H)/\partial H$. Le paramètre pertinent est donc ici la fonction $b(H)$ (ou le coefficient $b\gamma^2$) et non plus la fonction $\lambda(H)$ (ou le coefficient $\lambda\gamma^2$) comme avec les matériaux massifs (voir § 4.6 du chapitre 12).

Les études n'en sont qu'à la phase exploratoire, mais il apparaît déjà que les couches minces amorphes à base de terres rares et de cobalt présentent des caractéristiques magnétostrictives bien meilleures que les couches de Terfenol amorphe, à base de terres rares et de fer. Ces dernières présentent en effet un spérilmagnétisme notable (voir figure 4.21), et par conséquent, une aimantation résultante très affaiblie.

Les couches amorphes Tb-Co présentent une assez forte magnétostriction, mais une aimantation relativement faible, aussi était-il souhaitable de créer un matériau artificiel constitué de couches successives de Tb-Co et de Fe-Co : l'alliage Fe-Co est cristallisé et présente une forte aimantation. A condition que l'épaisseur des couches successives ne soit pas trop importante, un fort couplage magnétique peut subsister entre les différentes couches de Fe-Co qui renforce le champ d'échange dans la couche amorphe magnétostrictive et les deux aimantations tournent ensemble : ce matériau multicouche présente alors à la fois une magnétostriction notable, et un faible champ de saturation.

Les multicouches $\text{Fe}_{0,75}\text{Co}_{0,25}/\text{Tb}_{0,27}\text{Co}_{0,73}$ (5,5 nm/4,5 nm) peuvent présenter des magnétostrictivités importantes à champ faible (déformation de $3,5 \times 10^{-4}$ sous une induction inférieure à 80 kA/m), comme on peut le voir sur la figure 18.11, où ces belles performances sont comparées à celles du matériau amorphe simple $\text{Tb}_{0,27}\text{Co}_{0,73}$.

Des performances encore plus spectaculaires ont été obtenues avec des multicouches de composition $\text{Fe}_{0,75}\text{Co}_{0,25}/\text{Tb}_{0,18}\text{Co}_{0,82}$ (6,5 nm/4,5 nm) qui présentent un coefficient de couplage magnétoélastique $b\gamma^2 = -44,5 \text{ MPa}$ ($\lambda\gamma^2 = 890 \times 10^{-6}$) et une dérivée sous 2 mT $\partial|b\gamma^2|/\mu_0\partial H = 4800 \text{ MPa/T}$ [19].

Les déformations obtenues avec de telles multicouches sont d'ores et déjà suffisantes pour que l'on envisage de réaliser des micro-actionneurs commandés à distance, sans fil, par simple application d'un champ magnétique. Ces dispositifs trouveront leur application en chirurgie ou en médecine (micro-pompes pour la délivrance calibrée de médicaments par voie interne, micro-scalpels, etc.), ou encore en électronique, par exemple pour réaliser des micro-interrupteurs à réponse rapide.

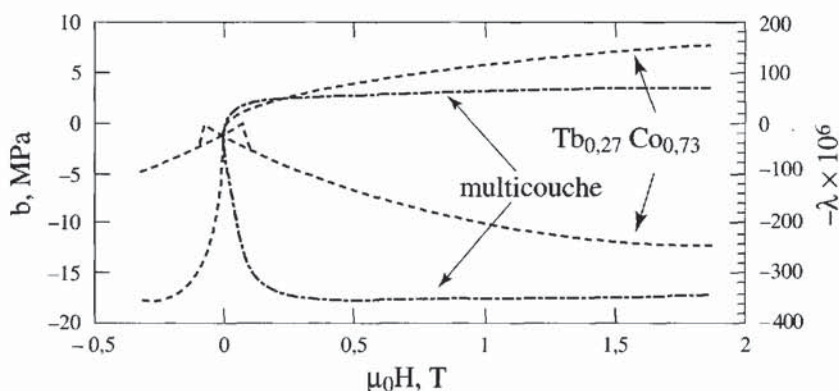


Figure 18.11 - Variation sous champ de la fonction magnétoélastique $b(H)$ définie par l'équation (12.23) pour deux couches minces

Comparaison entre une couche mince cristallisée de $\text{Tb}_{0,27}\text{Co}_{0,73}$ et une multicouche de composition $\text{Fe}_{0,75}\text{Co}_{0,25}/\text{Tb}_{0,27}\text{Co}_{0,73}$ (4,5 nm/5,5 nm). L'échelle de droite indique pour mémoire la valeur de la magnétostriction que l'on observerait avec un matériau massif présentant le même couplage magnétoélastique en supposant que son module de cisaillement soit égal à 50 GPa [20].

Un actionneur en couche mince magnétostrictive peut travailler en mode de torsion (ce qui n'est pas possible avec les matériaux piézoélectriques) : ce mode se prête bien à une compensation de la dérive thermique [21] ; toutefois, la réalisation mécanique d'un tel dispositif reste délicate.

5. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Les matériaux magnétostrictifs ont un bel avenir en tant que capteurs, principalement en raison de la possibilité de capter le signal à distance et sans fil, ce qui n'est pas le cas des céramiques piézoélectriques. Pour cette même raison, les micro-actionneurs et les micro-capteurs magnétostrictifs devraient se développer dans les applications médicales, mais la recherche dans ce domaine n'en est qu'à ses débuts.

Les actionneurs magnétostrictifs plus classiques (moteurs, sonars) continuent à souffrir de la concurrence des céramiques piézoélectriques, moins coûteuses, et dont les performances ne cessent de s'améliorer. Il existe cependant un marché potentiel avec le matériel embarqué en astronautique, où tout gain de masse n'a pas de prix, et aussi en émission sous-marine très basse fréquence.

EXERCICES

- E.1.** La magnétostriction forcée de l'alliage Invar est géante (voir § 1.1 de ce chapitre : $\partial V / V \partial H = 1,2 \times 10^{-10} / \text{Am}^{-1}$). Connaissant le coefficient de dilatation thermique linéaire de cet alliage entre 0°C et 100°C (tableau 18.1), calculer le champ magnétique suffisant pour donner à un barreau d'Invar une dilatation magnétostrictive égale à la dilatation qui serait engendrée par un échauffement de 10 degrés à partir de la température de la glace fondante. En déduire les précautions à prendre pour tirer le meilleur parti de l'Invar.
- E.2.** On veut réaliser un gaussmètre (appareil destiné à mesurer le champ magnétique) en mesurant à l'aide d'un interféromètre optique l'allongement d'un barreau en Terfenol-D de 20 cm de long et correctement polarisé. Quel sera le déplacement maximal de l'extrémité du barreau pour une variation de champ magnétique égale à 1 A/m ? Discuter la gamme d'utilisation d'un tel gaussmètre.
- E.3.** Calculer les variations théoriques (figure 18.2) de la déformation relative $\lambda_{\parallel} / \lambda_s$ d'un barreau en Terfenol-D en fonction de la pression appliquée pour $H = 100 \text{ kA/m}$. On posera $\lambda_s = 10^{-3}$.
- E.4.** Afin d'obtenir des feuilles de papier d'épaisseur bien constante, un papetier veut positionner au micron près un rouleau d'une tonne destiné à écraser la pâte à papier. Sachant que la course totale des actionneurs doit être de $\pm 10 \mu\text{m}$ autour de sa position d'équilibre, pour tenir compte de l'usure mécanique des pièces en mouvement, proposez une solution magnétostrictive à ce problème. On s'aidera des données de la figure 18.2 et du tableau 18.3.
- E.5.** Est-il possible de concevoir une balance basée sur le principe de la figure 18.8 et utilisant comme élément actif le Metglas 2605SC ?

SOLUTIONS DES EXERCICES

- S.1.** Un champ de 150 kAm^{-1} donnera une déformation *linéaire* de 6×10^{-6} qui équivaut à un échauffement de 10 degrés. Il convient donc d'éviter d'approcher un aimant puissant de pièces en Invar si l'on veut garantir une excellente stabilité dimensionnelle.

S.2. Le tableau 18.3 montre que le meilleur matériau Terfenol-D (Etrema) peut présenter une magnétostrictivité de $57 \times 10^{-9} / \text{A} \cdot \text{m}^{-1}$. Un barreau de 20 cm s'allongera donc de 11,4 nm pour 1 A/m, soit 1/50^e de frange. Il est possible de détecter le 1/1 000^e de frange avec un interféromètre de bonne qualité, ce type de gaussmètre pourra donc détecter un champ magnétique statique de 50 mA/m ($\mu_0 H = 60 \text{ nT}$).

S.3. La courbe théorique de la figure 18.2 peut se calculer en minimisant l'énergie totale, $E = E_{el} - \mu_0 M_s H \cos \varphi - (3/2) \lambda_s \sigma (\cos^2 \varphi - 1/3)$ d'un barreau soumis à un champ magnétique H et à une contrainte compressive σ tous deux appliqués selon la longueur du barreau : $\partial E / \partial \varphi = 0$.

Il existe deux solutions, $\cos \varphi = -\mu_0 M_s H / 3 \lambda_s \sigma$ et $\varphi = 0$.

Appliquant l'équation (12.20) avec $\varphi = \theta$, sous contrainte nulle, l'état désaimanté étant isotrope, $\lambda_0 = 0$, et l'application d'un champ sature le matériau ($\varphi = 0$), on observe donc $\lambda_{//} = \lambda_s$. Sous faible contrainte compressive, $P = -\sigma$, l'état désaimanté est caractérisé par $\varphi = \pi/2$ et donc $\lambda_0 = -\lambda_s/2$. Il y a donc discontinuité des variations de $\lambda - \lambda_0$ en fonction de P au point $P = 0$. A l'état saturé, $\varphi = 0$ et l'on observe alors $\lambda_{//} = \lambda_s - \lambda_0 = (3/2) \lambda_s$. Enfin, lorsque la contrainte dépasse la valeur pour laquelle $\mu_0 M_s H = 3 \lambda_s P$, le cosinus devient inférieur à l'unité et c'est la seconde solution qui est à retenir, alors :

$$\lambda_{//} = \lambda - \lambda_0 = (3/2) \lambda_s \cos^2 \varphi = (3/2) \lambda_s (\mu_0 M_s H / 3 \lambda_s P)^2 \quad (18.2)$$

qui varie donc en $1/P^2$. La différence avec la courbe expérimentale s'explique par le fait que ce modèle simplifié ignore tout effet d'anisotropie.

S.4. Les paliers portant le rouleau doivent reposer sur 2 actionneurs qui portent chacun 500 kg, soit 5 kN. La figure 18.2 montre que – sous un champ magnétique maximum de 100 kA/m – la magnétostriction maximum est de $1,12 \times 10^{-3}$ et donc la longueur h minimum des actionneurs est $(20 / 1,12 \times 10^{-3}) \mu\text{m}$, soit 18 mm. La pression exercée doit être de 20 MPa afin d'obtenir la course désirée, ce qui impose pour chacun des barreaux une section $S = 2,5 \text{ cm}^2$. Le volume de terfenol-D nécessaire est alors de $2 \times 4,5 \text{ cm}^3$. Il est possible de moduler les dimensions, en augmentant la longueur et en diminuant la section, pourvu que la pression reste inférieure à la résistance à la compression (700 MPa) : pour $l = 25 \text{ mm}$, $P = 35 \text{ MPa}$ ce qui donne une section de $1,43 \text{ cm}^2$ et donc un volume de $2 \times 3,58 \text{ cm}^3$. Enfin pour $l = 44,5 \text{ mm}$, $P = 50 \text{ MPa}$ la section est de 1 cm^2 et le volume de terfenol-D est de $2 \times 4,45 \text{ cm}^3$. L'optimum serait donc d'utiliser deux barreaux d'environ 25 mm de long et 13,5 mm de diamètre, afin de minimiser la masse de terfenol-D.

S.5. Non, car la magnétostriction du 2605SC est positive, et que le capteur de la figure 18.8 ne fonctionne que si la magnétostriction est négative.

RÉFÉRENCES

- [1] G. BÉRANGER, F. DUFFAUT, J. MORLET, J.F. TIERS, Les Alliages de Fer et de Nickel (1996) Lavoisier, Tec & Doc.
- [2] Document technique (1994) Imphy S.A.
- [3] T.G. KOLLIE, *Phys. Rev.* (1977) **B16**, 4872.
- [4] GUANG-HENG WU, XUE-GEN ZHAO, JING-HUA WANG, JING-YUAN LI, KE-CHANG JIA, WEN-SHAN ZHAN, *Appl. Phys. Lett.* (1995) **67**, 2005 ; XUEGEN ZHAO, GUANGHENG WU, JINGHUA WANG, KECHANG JIA, WENSHAN ZHAN, *J. Appl. Phys.* (1996) **79**, 6225.
- [5] T. MORI, T. NAKAMURA, H. ISHIKAWA, à paraître dans *Actuator 1998*, VDI-VDE-Technologiezentrum Informationstechnik GmbH, Berlin.
- [6] A.E. CLARK, Proc. 3d Intern. Conf. on New Actuators, VDI-VDE-Technologiezentrum Informationstechnik GmbH (1992) Berlin, 127.
- [7] E. DU TRÉMOLET DE LACHEISSERIE, *Magnetostriction : Theory and Applications of Magnetoelasticity* (1993) C.R.C. Press, Boca Raton (USA).
- [8] T. CEDELL, L. SANDLUNG, M. FAHLANDER, Proc. 2d Intern. Technology Transfer Congress, VDI-VDE -Technologiezentrum Informationstechnik GmbH (1990) Berlin, 156.
- [9] V.I. AKSININ, V.V. APOLLONOV, S.A. CHETKIN, V.V. KIJKO, A.S. SAVRANSKI, Proc. 3d Intern. Conf. on new actuators, VDI-VDE-Technologiezentrum Informations-technik GmbH (1992) Berlin, 147.
- [10] L. KIESEWETTER, Proc. 2nd Intern. Conf. on Giant Magnetostrictive Alloys (1988) Ed. C. Tyren, Marbella.
- [11] J.M. VRANISH, D.P. NAIK, J.B. RESTORFF, J.P. TETER, *IEEE Trans. Magn.* (1991) **27**, 5355.
- [12] F. CLAEYSSSEN, N. LHERMET, R. LE LETTY, J.C. DEBUS, J.N. DECARPIGNY, B. HAMONIC, G. GROSSO, *Proc. Undersea Defence Technology* (1993) **93**, 246, Microwave Exh. and Pub. Ltd. Ed., London.
- [13] J. SEEKIRCHER, B. HOFFMANN, *Sensors and Actuators* (1990) **A21-A23**, 401.
- [14] C.H. TYRÉN, D.G. LORD, Sensor, European patent PCT/SE90/00444.
- [15] H. WINTERHOFF, E.A. HEIDLER, *Technisches Messen* (1983) **50**, 461.
- [16] J.H. WANDASS, J.S. MURDAY, R.J. COLTON, *Sensors and Actuators* (1989) **19**, 211.
- [17] M.D. MERMELSTEIN, A. DANDRIDGE, *Appl. Phys. Lett.* (1987) **51**, 545.
- [18] J.F. PEYRUCAT, *Mesures* (juin 1986) 43.
- [19] J. BETZ, Thèse (1997) Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
- [20] E. QUANDT, A. LUDWIG, J. BETZ, K. MACKAY, D. GIVORD (1997) *J. Appl. Phys.* **81**, 5420.
- [21] J. BETZ, K. MACKAY, J.C. PEUZIN, B. HALSTRUP, N. LHERMET, *Actuator 96 Conference Proc.* (1996) **5**, 283-286, Bremen Germany, Axon Technology Consult GmbH.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

CHAPITRE 19

LA SUPRACONDUCTIVITÉ

Phénomène d'origine quantique, la supraconductivité se traduit par des propriétés physiques étranges qui ont suscité la curiosité mais aussi qui ont donné lieu à d'intéressantes applications. Ce phénomène trouve sa place dans un ouvrage de magnétisme à plus d'un titre : d'abord, parce que les substances supraconductrices sont généralement fortement diamagnétiques, et ensuite parce qu'elles ont permis tout à la fois de créer des champs magnétiques relativement intenses (aimants supraconducteurs) et de détecter des inductions magnétiques très faibles (squids).

1. INTRODUCTION

C'est dans le Laboratoire de K. Onnes à Leiden, qu'est observée pour la première fois en 1911 la disparition de la résistance électrique du mercure en dessous de -269°C . Dans les décennies suivantes, on découvre que beaucoup de métaux possèdent la même propriété à basse température à l'exception notable des meilleurs conducteurs : les métaux nobles et les alcalins [1, 2, 3]. Un supraconducteur est donc un matériau dont la résistivité électrique est nulle, mais ce phénomène n'apparaît qu'en dessous d'une température critique T_{crit} toujours très basse ($T_{\text{crit}} < -250^{\circ}\text{C}$) avant 1986. Ensuite, sont apparus des supraconducteurs présentant des températures critiques plus élevées, mais toujours bien inférieures la température ambiante [4]. Meissner met en évidence, en 1933, le fait que les matériaux supraconducteurs expulsent l'induction magnétique \mathbf{B} , c'est-à-dire que $\mathbf{B} = 0$ à l'intérieur d'un supraconducteur. C'est en un sens un matériau diamagnétique parfait avec une susceptibilité égale à -1 .

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0 \quad \mathbf{M} = -\mathbf{H} \quad \chi = -1 \quad (19.1)$$

En fait, cet effet ne s'observe que pour de faibles champs magnétiques. Ces deux propriétés ($\rho = 0$ et $\chi = -1$) ont longtemps caractérisé l'état supraconducteur. Pourtant, elles ne se déduisent pas l'une de l'autre, car la conductivité infinie n'entraîne pas un diamagnétisme parfait. En effet, elle impose uniquement un champ électrique nul à l'intérieur d'un supraconducteur mais, d'après les équations de Maxwell, l'induction magnétique ne peut alors varier avec le temps.

Si seule la conductivité infinie caractérisait un tel matériau, lorsqu'il serait refroidi sous champ, il devrait conserver l'induction magnétique à l'intérieur. Or le matériau l'expulse, il s'agit donc d'une autre propriété fondamentale. Une importante conséquence de cette seconde propriété est que l'état du matériau ne dépend pas des transformations qu'il a subies mais uniquement de l'état final. L'état supraconducteur est donc un état thermodynamique.

2. DÉFINITION DE LA SUPRACONDUCTIVITÉ

En fait, la supraconductivité n'est pas définie comme un état de résistance nulle ou d'expulsion du flux (effet Meissner) à l'intérieur du matériau car dans certains cas que nous verrons par la suite, la résistance peut être non nulle et l'induction magnétique avoir pénétré à l'intérieur du supraconducteur.

L'état supraconducteur est un état quantique macroscopique défini par l'existence d'une fonction d'onde unique $\psi(\mathbf{r})$ pour tous les électrons. Cette fonction est appelée paramètre d'ordre. Ceci est à comparer avec la fonction d'onde des électrons d'un métal normal où chaque électron a sa propre fonction d'onde car deux électrons ne peuvent être dans le même état, d'après le principe de Pauli. Dans le supraconducteur, les électrons par l'intermédiaire des vibrations du réseau peuvent avoir une interaction effective attractive. Ils forment alors des paires d'électrons dites paires de Cooper. Ces paires formées de deux fermions peuvent pour notre explication qualitative, être considérées comme des bosons. Elles peuvent alors être toutes dans le même état. D'où une fonction d'onde unique pour toutes les paires. Cette situation est analogue à celle d'un flux de photons qui est décrit par une onde plane par exemple $\psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$.

La caractéristique fondamentale de la supraconductivité est l'existence de cette fonction d'onde introduite phénoménologiquement par les russes Ginzburg et Landau. Cette fonction d'onde est une quantité complexe que l'on peut écrire :

$$\psi(\mathbf{r}) = |\psi(\mathbf{r})| e^{i\varphi(\mathbf{r})} \quad (19.2)$$

$|\psi(\mathbf{r})|^2$ représente alors une quantité proportionnelle au nombre de paires de Cooper ou à l'intensité de la supraconductivité et $\varphi(\mathbf{r})$ est la phase. Le gradient de la phase est relié au courant superfluide. En effet, par analogie avec l'onde plane on a : $\mathbf{k} = \nabla\varphi$.

La relation de L. de Broglie relie la vitesse v de la particule, de masse m , à \mathbf{k} :

$$\mathbf{v} = \frac{\hbar \mathbf{k}}{m} = \frac{\hbar}{m} \nabla\varphi \quad (19.3)$$

Comme les électrons sont des particules chargées, l'existence d'une vitesse implique celle d'un courant qui est alors un courant superfluide. L'état sans courant est un état où $\mathbf{k} = \mathbf{0}$. La phase $\varphi(\mathbf{r})$ de $\psi(\mathbf{r})$ est la même dans tout le supraconducteur. La phase correspond ici à une quantité macroscopique contrairement à la phase de la fonction d'onde d'un électron d'un métal normal.

Dans un supraconducteur, la présence d'impuretés ne peut changer la fonction d'onde de l'ensemble des paires de Cooper et ne crée pas de résistance.

Toutes les propriétés des supraconducteurs reposent sur le fait que les électrons ont une interaction effective attractive. On peut se représenter de la manière suivante cette interaction qui peut contrebalancer la répulsion coulombienne entre électrons : un électron attire localement les ions du voisinage mais, comme il se déplace rapidement, la polarisation qu'il a créée subsiste après son départ car les ions plus lourds ne relaxent que lentement. Cette région localement positive peut alors attirer un autre électron. C'est ce processus d'attraction qui était admis pour expliquer les propriétés supraconductrices avant la découverte des cuprates supraconducteurs par Bednorz et Muller. Cette découverte repose le problème de l'origine de l'interaction attractive dans les supraconducteurs dits à haute température critique.

3. QUELQUES PROPRIÉTÉS FONDAMENTALES DES SUPRACONDUCTEURS

3.1. CHAMP CRITIQUE THERMODYNAMIQUE ET COURANT CRITIQUE

Si l'état supraconducteur est un état thermodynamique, il possède une énergie qui est plus basse que celle de l'état normal. Expulser une induction magnétique d'un volume V coûte une énergie $V B^2 / 2\mu_0$. Si cette énergie devient égale à l'énergie gagnée par le matériau en devenant supraconducteur, il redeviendra normal pour minimiser son énergie. Il existe donc une induction magnétique critique $B_{\text{crit}} = \mu_0 H_{\text{crit}}$ qui détruit l'état supraconducteur et qui est appelée induction critique thermodynamique. Cette induction dans les métaux simples supraconducteurs est très petite, de l'ordre de 10^{-2} tesla. On en déduit alors qu'un supraconducteur ne peut faire passer qu'un courant d'intensité limitée appelé courant critique, sans redevenir normal [5]. En effet, le courant qui passe dans le supraconducteur crée lui-même un champ qui peut détruire l'état supraconducteur. Il est facile de comprendre que si l'on n'avait pas découvert d'autres matériaux ayant des inductions critiques plus élevées, ceux-ci ne pourraient jamais dans la pratique, être utilisés pour le transport du courant.

3.2. LONGUEURS CARACTÉRISTIQUES

Deux longueurs caractérisent un supraconducteur : la profondeur de pénétration du champ magnétique λ et la longueur de cohérence ξ . La première provient du fait que, pour annuler l'induction magnétique B à l'intérieur d'un supraconducteur, il se produit des courants superfluides en surface. Ces courants circulent sur une certaine épaisseur λ appelée longueur ou profondeur de pénétration du champ magnétique, qui peut typiquement varier entre quelques nanomètres et le micron. La deuxième

longueur dite longueur de cohérence ξ , est la distance sur laquelle peut varier le nombre de paires de Cooper. Elle peut varier d'une fraction de nm à quelques centaines de nm. Si $\xi > \lambda$, on dit que le supraconducteur est de type I et c'est le cas de la majorité des métaux simples. Si $\xi < \lambda$, il est de type II et nous verrons les différences de propriétés qui en découlent.

4. EFFETS PHYSIQUES RELIÉS À LA PHASE

4.1. QUANTIFICATION DU FLUX DANS UN ANNEAU

Une propriété étonnante est la quantification du flux magnétique dans un anneau supraconducteur. Le flux traversant un anneau supraconducteur ne peut être qu'un nombre entier de fois un quantum de flux Φ_0 donné par :

$$\Phi_0 = h/2e = 2.10^{-15} \text{ Weber} \quad (19.4)$$

où e est la charge de l'électron. Ce quantum de flux va intervenir dans beaucoup de propriétés et comme il est extrêmement petit, il va permettre de mesurer des flux, des champs, des tensions, etc. extrêmement faibles. Cette propriété provient du fait que la mécanique quantique fournit pour expression de la vitesse d'une paire de Cooper (de charge $2e$), en présence d'une induction $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$:

$$\mathbf{v} = (\hbar \nabla \varphi - 2e\mathbf{A})/m \quad (19.5)$$

La densité de courant superfluide est alors :

$$\mathbf{J} = 2e |\psi(r)|^2 \mathbf{v} = (2e/m) |\psi(r)|^2 (\hbar \nabla \varphi - 2e\mathbf{A}) \quad (19.6)$$

En écrivant que le courant est nul à l'intérieur de l'anneau si son épaisseur est supérieure à 2λ (figure 19.1) puisque les courants d'écrantage ne circulent qu'en surface sur une épaisseur n'excédant pas λ , nous obtenons :

$$\hbar \nabla \varphi = 2e\mathbf{A} \quad (19.7)$$

Prenons un circuit fermé C à l'intérieur de l'anneau. En tout point, nous avons la relation précédente et donc :

$$\oint_C \hbar \nabla \varphi d\mathbf{l} = \oint_C 2e\mathbf{A} d\mathbf{l} \quad (19.8)$$

Lorsqu'on tourne autour de l'anneau, la phase ne peut varier que d'un nombre entier de fois 2π puisqu'on doit retrouver la même fonction d'onde. D'autre part, la circulation du potentiel vecteur sur le circuit C est égale au flux Φ traversant C .

On obtient $2\pi\hbar = 2e\Phi$, soit :

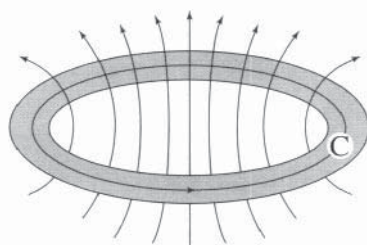
$$\Phi = n\Phi_0 \quad (19.9)$$

Le flux à l'intérieur de l'anneau est un nombre entier de quantum de flux Φ_0 . Le flux à travers l'anneau est la somme du flux de l'induction appliquée Φ_{ext} et du flux Φ_s dû aux courants superfluides qui tournent dans l'anneau :

$$\Phi = \Phi_{\text{ext}} + \Phi_s \quad (19.10)$$

Comme le flux extérieur n'est pas quantifié, cela signifie que les courants superfluides s'ajustent pour que la quantification du flux soit toujours réalisée.

Cette formule montre aussi que le potentiel vecteur \mathbf{A} est couplé à la phase. Le champ magnétique permet donc de faire varier la phase du paramètre d'ordre exactement comme un milieu d'indice différent le fait en optique. On peut donc faire interférer des courants superfluides en les déphasant au moyen d'un champ magnétique, c'est le principe du SQUID dc, c'est-à-dire Superconducting Quantum Interference Device direct current.



Lignes de flux

Figure 19.1 - Flux magnétique à travers un anneau supraconducteur

4.2. EFFET JOSEPHSON

Si l'on considère deux supraconducteurs isolés, chacun est décrit par une fonction d'onde et ces fonctions d'onde ne sont pas reliées entre elles. Brian Josephson a montré que les fonctions d'onde de deux supraconducteurs deviennent cohérentes dès qu'il existe un couplage entre eux même faible, c'est-à-dire qu'il existe une cohérence de phase entre les paramètres d'ordre [6]. Par exemple, si l'on sépare deux supraconducteurs par une barrière isolante de l'ordre du nanomètre (cette barrière est appelée une jonction Josephson, voir figure 19.2), les deux fonctions d'onde ne sont plus indépendantes et les phases des deux supraconducteurs sont reliées.

Un courant superfluide peut alors s'établir, sans différence de potentiel, à travers la barrière entre les deux supraconducteurs, il y a effet tunnel pour les paires de Cooper comme il y a effet tunnel pour les électrons, mais seulement tant que le courant n'excède pas une valeur critique typiquement bien plus faible que le courant critique du supraconducteur. Le courant est relié au gradient de la phase donc ici à la différence de phase, γ , entre les deux supraconducteurs. La phase étant définie à 2π près, le courant est une fonction périodique de γ de période 2π . Josephson a montré que le courant traversant la jonction entre les deux supraconducteurs est donné par :

$$I = I_0 \sin \gamma \quad (19.11)$$

Si le courant injecté est plus grand que I_0 , la jonction devient résistive et il apparaît une tension. Cette tension caractéristique de la jonction est donnée par :

$$V_t = RI_0 \quad (19.12)$$

où R est la résistance de la jonction. Pour les métaux utilisés dans ces jonctions comme le plomb ou le niobium, cette tension est de l'ordre de 2,5 meV.

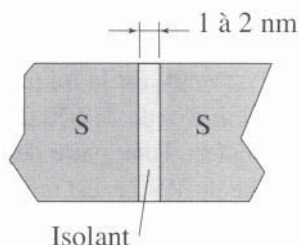


Figure 19.2
Jonction Josephson

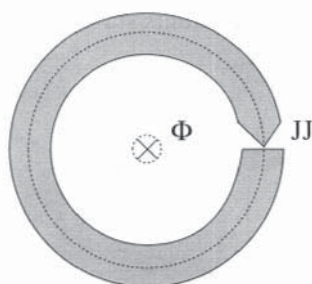


Figure 19.3 - Boucle supra-conductrice avec une simple jonction Josephson : le SQUID rf

Considérons un anneau interrompu par une jonction Josephson (figure 19.3). La différence de phase aux bornes de la jonction se calcule comme au paragraphe précédent et nous avons :

$$\gamma = \Phi_B - \Phi_A = \frac{2e}{h} \int_C A \cdot dl \quad (19.13)$$

Si nous négligeons l'épaisseur de la jonction, l'intégrale donne le flux dans l'anneau et il vient :

$$\gamma = -2\pi\Phi/\Phi_0 \quad (19.14)$$

Le courant qui circule dans la jonction est alors donné par l'équation (19.11).

4.3. EFFET JOSEPHSON ALTERNATIF

Josephson a aussi considéré la situation où il existe une tension aux bornes de la jonction, comme par exemple celle qui serait donnée par une variation de flux dans l'anneau considéré ci-dessus avec la jonction. La tension induite est donnée par $-d\Phi/dt$. A cause de la relation entre le flux et la phase, nous obtenons la relation :

$$V = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\gamma}{dt} \quad (19.15)$$

Bien qu'obtenue dans un cas très particulier, cette relation est très générale et montre qu'une jonction Josephson aux bornes de laquelle existe une tension V constante est le siège d'un courant alternatif :

$$I = I_0 \sin \omega_J t \quad (19.16)$$

$\omega_J = 2\pi V/\Phi_0$ est la fréquence Josephson, qui vaut 484 MHz/ μ V et correspond à une longueur d'onde de 620 μ m/ μ V. Cette relation fréquence – tension s'interprète ainsi : le transfert d'une paire de Cooper d'un côté à l'autre de la jonction qui demande une énergie de $V \times 2e$, est reliée à l'apparition d'un photon d'énergie $\hbar \omega_J = V \times 2e$.

4.4. DYNAMIQUE D'UNE JONCTION SHUNTÉE

Une jonction Josephson présente une caractéristique courant-tension hystérétique. Quand le courant croît à partir de zéro et traverse la valeur I_0 , la tension saute brusquement à une valeur différente de zéro, mais elle ne revient à zéro que si le courant diminue jusqu'à une valeur beaucoup plus faible que I_0 . Cet hystérésis doit être éliminé dans des applications comme le squid. On le fait en shuntant la jonction avec une résistance. La jonction est donc caractérisée par son courant critique, et en parallèle sa capacité C et la résistance de shunt R .

On peut écrire le courant de la manière suivante (figure 19.4-a) :

$$I = C \frac{dV}{dt} + I_0 \sin \gamma + \frac{V}{R} \quad (19.17)$$

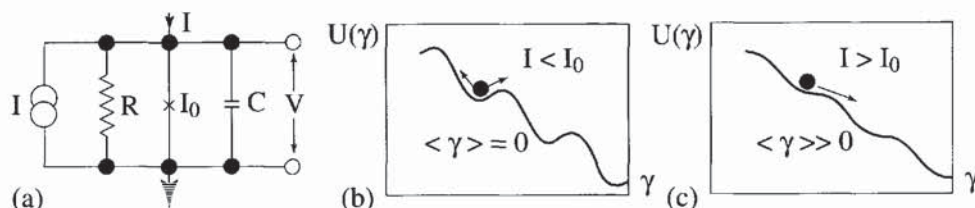
d'après la relation (19.15), nous pouvons réécrire (19.17) :

$$2\pi\Phi_0 C \frac{d^2\gamma}{dt^2} + \frac{2\pi\Phi_0}{R} \frac{d\gamma}{dt} = I - I_0 \sin \gamma = -\frac{1}{2\pi\Phi_0} \frac{dU}{d\gamma} \quad (19.18)$$

avec :

$$U = \frac{\Phi_0}{2\pi} (I\gamma + I_0 \cos \gamma) \quad (19.19)$$

On peut comprendre très facilement la dynamique de la jonction en réalisant que l'équation (19.18) décrit le mouvement d'une balle dont la position est donnée par γ , se déplaçant sur une tôle ondulée (figure 19.4-b et 19.4-c).



**Figure 19.4 - (a) La jonction Josephson shuntée par une résistance.
(b) et (c) Modèle de la tôle ondulée inclinée pour $I < I_0$ et $I > I_0$**

Le terme comportant C correspond à la masse de la balle, le terme comportant R aux frottements. La pente moyenne de la planche est donnée par I . Si la planche a une faible inclinaison $I < I_0$ la balle reste dans un creux et oscille dans ce creux. La valeur moyenne de la vitesse, c'est-à-dire de $d\gamma/dt$, est nulle et donc il n'y a pas de tension aux bornes de la jonction. Quand le courant est plus grand que I_0 , l'inclinaison de la planche est telle que la balle roule le long de la planche. Alors $d\gamma/dt$ devient différent de zéro et une tension apparaît aux bornes de la jonction. Cette tension croît avec le courant I .

5. LES SQUID

Le squid est le détecteur de champ magnétique le plus sensible qui existe. C'est un convertisseur de flux en tension. Il transforme une petite variation de flux difficile à détecter, en une variation de tension mesurable. La tension de sortie est une fonction périodique du flux appliqué, de période Φ_0 . On peut détecter un signal de sortie qui correspond à un flux beaucoup plus petit que Φ_0 . Les squids peuvent donc mesurer toute quantité physique qui peut se transformer en flux comme par exemple un champ magnétique ou son gradient, un courant, une tension, un déplacement ou une susceptibilité magnétique. Les squids combinent deux phénomènes physiques, la quantification du flux dans un anneau supraconducteur et l'effet Josephson. Il existe deux types de squids, le squid dc (à courant continu) constitué de deux jonctions Josephson et le squid rf (à haute fréquence) qui n'en comporte qu'une seule. Bien que les squids rf soient plus répandus commercialement, ce sont les squids dc qui sont les plus sensibles.

5.1. LE SQUID DC

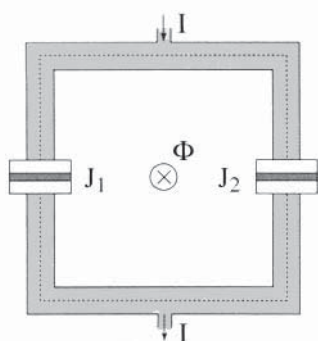


Figure 19.5 - Le SQUID dc

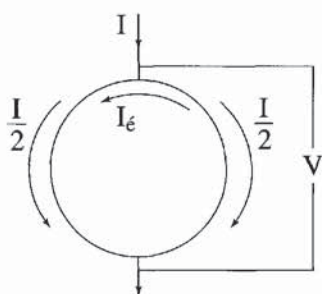


Figure 19.6 - SQUID dc avec ses courants de polarisation et d'écrantage

Il est constitué d'un anneau supraconducteur interrompu dans les deux branches par une mince couche d'isolant (de l'ordre de 1 nm) ou jonction Josephson (figure 19.5). Le courant qui peut passer dans un squid sans résistance est une fonction du flux qui passe dans l'anneau. Cette variation se fait sur une échelle de flux Φ_0 .

Le principe du squid est très simple. Considérons un dispositif symétrique et en l'absence de tout champ extérieur. Si on injecte un courant I dans le squid, ce courant se partage en deux parties égales dans chacune des branches. Nous pourrions augmenter le courant sans qu'il n'apparaisse de tension jusqu'à une intensité qui est égale à deux fois le courant critique d'une jonction. Supposons maintenant que nous appliquions un tout petit champ magnétique. Comme le flux à l'intérieur de l'anneau doit être un nombre entier de fois le quantum de flux, il va se créer un courant d'écrantage qui va annuler le flux appliqué de telle manière que le flux total soit nul.

Dans une branche, ce courant I_ϵ va aller dans le sens du courant injecté dans le squid et dans l'autre branche, il ira en sens inverse (figure 19.6). Le squid va développer une tension dès que le courant $I/2 + I_\epsilon$ dans l'une des branches est égal à I_0 . Le courant critique du squid est donc diminué de $2I_\epsilon$. Augmentons le champ magnétique extérieur. Si le flux passe la valeur $\Phi_0/2$, le squid au lieu d'écranter le flux extérieur va préférer l'augmenter jusqu'à la valeur Φ_0 .

Le courant d'écrantage va donc tourner en sens inverse. Il est alors facile de voir que le courant d'écrantage aura la variation donnée par la figure 19.7. Il change de sens pour toutes les valeurs demi-entières du quantum de flux. Le courant critique du squid va osciller comme le montre la figure 19.8.

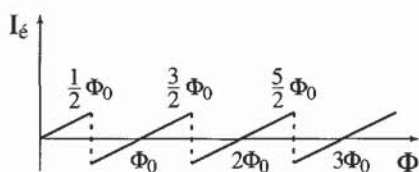


Figure 19.7 - Courant d'écrantage en fonction du flux magnétique appliqué

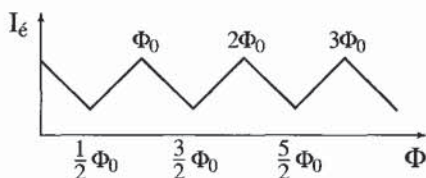


Figure 19.8 - Courant critique en fonction du flux magnétique appliqué

Il va être minimum pour toutes les valeurs demi-entières de Φ_0 . Les courbes caractéristiques I en fonction de V sont présentées sur la figure 19.9-b pour deux valeurs du flux appliqué.

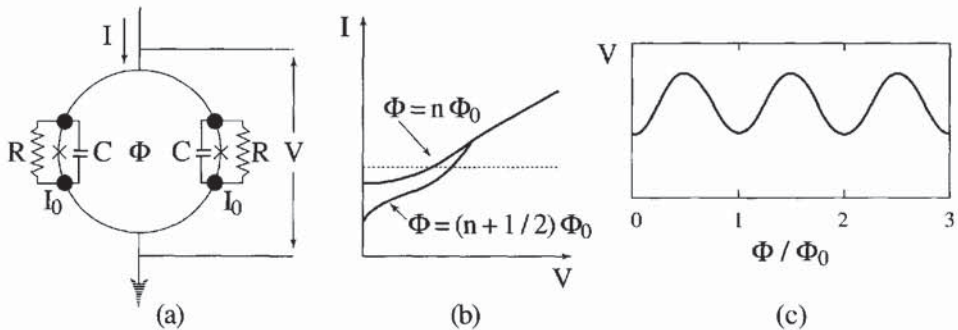


Figure 19.9 - (a) Un squid dc - (b) Caractéristiques I-V - (c) V en fonction de Φ / Φ_0 à courant de polarisation I_B constant

La courbe supérieure correspond à un flux magnétique appliqué égal à un nombre entier de quantum de flux et la courbe du bas, à un nombre demi entier. Quand on augmente continûment le flux magnétique la courbe oscille entre les deux. Si l'on injecte dans le squid un courant un peu plus grand que le courant critique, le squid est toujours résistif. Dans ces conditions, la tension électrique aux bornes du squid est une fonction périodique du flux magnétique appliqué, de période égale au quantum de flux. C'est cette relation qui est exploitée pour mesurer un flux appliqué. Nous pouvons calculer de manière approchée la relation entre la variation de tension et la variation de flux. La variation de tension est donné par la loi d'ohm $\Delta V = R \Delta I$.

La variation du courant critique est donnée par deux fois la variation du courant d'écrantage. Comme le courant d'écrantage est égal au flux appliqué divisé par la self inductance L de l'anneau, nous avons :

$$2I = 2\Delta\Phi/L \quad (19.20)$$

En nous rappelant que la résistance du squid est la moitié de la résistance d'une des jonctions, nous trouvons :

$$\Delta V = (R/L) \Delta\Phi \quad (19.21)$$

La résistance et la self de l'anneau étant connues, cette relation nous permet de calculer $\Delta\Phi$ en fonction de ΔV .

5.2. LE SQUID RF

Le squid rf est constitué d'un anneau dans lequel est introduite une jonction Josephson. Nous avons montré que la différence de phase aux bornes de la jonction est donnée par l'équation (19.14) et le courant dans l'anneau par l'équation (19.11).

$$I = -I_0 \sin 2\pi(\Phi/\Phi_0) \quad (19.22)$$

Le flux à l'intérieur de l'anneau est la somme du flux appliqué et du flux créé par le courant LI où L est la self inductance de l'anneau :

$$\Phi = \Phi_{\text{ext}} + LI \quad (19.23)$$

Le comportement magnétique d'un tel anneau dépend de manière critique de la valeur de la quantité :

$$\beta = 2\pi \frac{LI_0}{\Phi_0} \quad (19.24)$$

La figure 19.10 montre le comportement irréversible pour $\beta > 1$. Pour $\beta < 1$, le comportement magnétique est réversible et les courants superfluides n'introduisent qu'une faible modulation autour du flux appliqué. Le squid rf utilise le comportement hystérétique avec β compris entre 3 et 6.

Le flux extérieur comprend un flux Φ_a à mesurer et un flux radiofréquence obtenu en couplant l'anneau inductivement à une bobine radiofréquence montée dans un circuit bouchon (figure 19.11). Les pertes dans le dispositif sont une fonction périodique du flux Φ_a de période Φ_0 et apparaissent sous forme de tension. La variation de tension est directement reliée à la variation de flux. Ce dispositif mesure donc seulement les variations de flux ou d'induction magnétique ou encore les gradients de champ.

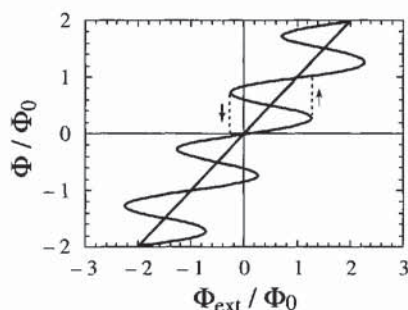


Figure 19.10 - Le squid rf : Flux total Φ (normalisé à Φ_0) en fonction de $\Phi_{\text{ext}} / \Phi_0$ pour $LI_0 = 1,25 \Phi_0$

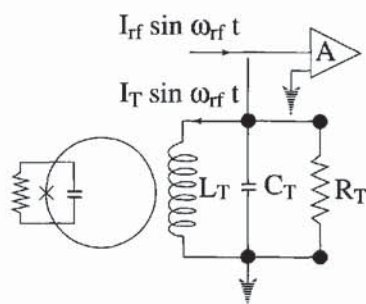


Figure 19.11 - Squid rf couplé inductivement à un circuit bouchon

5.3. LE SQUID DANS LA PRATIQUE

Les squid dc sont réalisés par photolithographie ou par lithographie avec un faisceau d'électrons. Le problème principal est la nécessité de coupler inductivement une bobine d'entrée au squid. Les squid sont constitués en général de niobium ou de plomb. La résistance de shunt est de l'ordre de quelques ohms, la capacité de l'ordre du pF et la self quelques fractions de nH. Dans presque toutes les applications, on utilise le squid avec un circuit de contre-réaction comme détecteur de flux nul. La figure 19.12 présente trois géométries différentes fréquemment rencontrées.

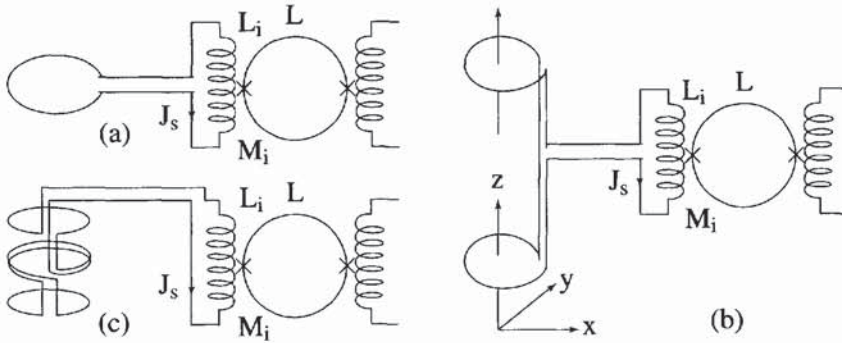


Figure 19.12 - Transformateurs de flux supraconducteurs utilisant des squids à flux bloqué (a) magnétomètre - (b) gradiomètre de premier ordre - (c) gradiomètre de second ordre

La sensibilité du squid rf opérant en mode hystérétique est généralement limitée par le bruit de l'amplificateur rf, car le facteur de transfert H est relativement faible :

$$H = dV/d\Phi \quad (19.25)$$

où V est la tension de sortie. H est de l'ordre de $10 \mu V / \Phi_0$ et le bruit de l'amplificateur V_N de l'ordre de $10^{-9} V / \text{Hz}^{1/2}$.

La sensibilité en flux est donc typiquement $\Delta\Phi = V_N / H = 10^{-4} \Phi_0 / \text{Hz}^{1/2}$.

Pour un squid dc, le facteur de transfert est plus grand :

$$H = V / \Phi_0 \quad (19.26)$$

et atteint $1 \text{ mV} / \Phi_0$. Le bruit de l'amplificateur est négligeable devant celui du squid. Les fluctuations thermiques sont alors importantes. Celles-ci imposent deux contraintes sur les paramètres du squid. D'abord l'énergie de couplage entre les deux supraconducteurs doit être grande devant $k_B T$ et ensuite l'écart quadratique moyen du flux dû au bruit thermique doit être petit devant Φ_0 . Concrètement cela impose que L soit inférieur à $\Phi_0^2 / 5 k_B T$, soit L inférieur à 15 nH à $4,2 \text{ K}$.

6. SUPRACONDUCTEUR DE TYPE I ET SUPRACONDUCTEUR DE TYPE II

Une autre conséquence de la quantification du flux est l'existence de deux types de supraconducteurs. Expulser l'induction magnétique B correspond à une énergie $VB^2 / 2\mu_0$ où V est le volume de l'échantillon. Pour des inductions très faibles, cette énergie est plus petite que l'énergie gagnée en passant à l'état supraconducteur.

En revanche dès qu'elle est supérieure, le matériau redevient normal. Certains supraconducteurs dits de type II, au lieu d'expulser complètement le flux ce qui les rendrait normaux, le font passer par des tubes (dits tubes de flux ou vortex), qui canalisent chacun un quantum de flux Φ_0 , et qui ont un rayon de l'ordre de λ .

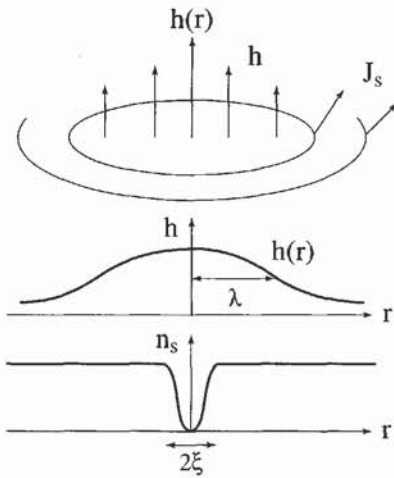


Figure 19.13 - Section droite d'un vortex isolé dans un supraconducteur de type-II (d'après [3])

L'énergie magnétique perdue est beaucoup plus faible que pour une expulsion totale. Pour cela, il faut créer dans le matériau des tubes de matériaux normaux ou cœur du vortex qui ont un rayon de l'ordre de ξ (figure 19.13). Un rapide bilan d'énergie montre que seuls les supraconducteurs où $\lambda > \xi$ peuvent se comporter ainsi. Ces supraconducteurs peuvent supporter une induction bien plus élevée (la centaine de tesla) et donc, dans certaines conditions, des courants bien plus importants.

6.1. CHAMPS CRITIQUES D'UN SUPRACONDUCTEUR DE TYPE II

Nous avons déjà défini le champ critique thermodynamique H_{crit} . Pour les supraconducteurs de type I, il correspond au champ qui les fait passer à l'état normal. Les supraconducteurs de type II n'expulsent le flux ($B = 0$ à l'intérieur) qu'au-dessous d'un premier champ critique H_{crit1} . Au-dessus de ce champ, le flux pénètre par l'intermédiaire des vortex. Chaque vortex porte un flux Φ_0 et donc il règne une induction $B = n\Phi_0$ à l'intérieur du supraconducteur où n est le nombre de vortex par unité de surface. Chaque vortex possède un cœur où la supraconductivité est détruite dans un rayon ξ . Lorsque la distance entre vortex devient de cet ordre de grandeur, le matériau redevient normal, ce qui définit un deuxième champ critique H_{crit2} :

$$\mu_0 H_{\text{crit2}} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2} \quad (19.27)$$

On peut montrer qu'au voisinage de H_{crit1} , la distance entre vortex est de l'ordre de λ . On en déduit :

$$\mu_0 H_{\text{crit1}} \approx \frac{\Phi_0}{\pi\lambda^2} \quad (19.28)$$

Il existe la relation suivante entre H_{crit1} , H_{crit2} , et H_{crit} :

$$H_{\text{crit1}} H_{\text{crit2}} = H_{\text{crit}}^2 \ln \frac{\lambda}{\xi} \quad (19.29)$$

Comme l'induction thermodynamique critique ne varie pas beaucoup dans les types II et se trouve comprise entre 0,1 et 1 T, cela veut dire que plus H_{crit2} est grand plus H_{crit1} est petit. Par exemple, dans les supraconducteurs à haute T_{crit} où B_{crit2} est de l'ordre de 100 T, alors B_{crit1} est de l'ordre de 10^{-2} Tesla.

6.2. LE RÉSEAU D'ABRIKOSOV

Entre $H_{\text{crit}1}$ et $H_{\text{crit}2}$, le flux rentre donc dans le supraconducteur par l'intermédiaire des vortex. Les vortex se repoussent entre eux et c'est la pression magnétique qui les fait rentrer. Abrikosov a montré qu'ils formaient un réseau. Celui-ci est un réseau triangulaire. La courbe d'aimantation d'un supraconducteur de type II est présentée sur la figure 19.14 : on y observe une irréversibilité de l'aimantation qui croît avec les défauts du matériau. Nous expliquerons ce fait au paragraphe suivant.

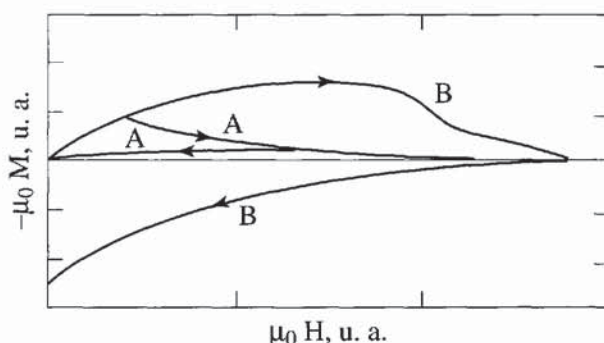


Figure 19.14 - Un exemple de cycle d'hystérésis dans des mesures d'aimantation sur une substance supraconductrice de type-II

Courbe A matériau non recuit ; courbe B après écrouissage à froid (unités arbitraires).

6.3. COURANT CRITIQUE DANS LES SUPRACONDUCTEURS DE TYPE II

Les supraconducteurs de type II supportent des champs magnétiques intenses sans revenir à l'état normal. On peut donc penser qu'ils sont aptes à transporter des courants importants puisqu'il faut un grand courant pour créer le champ $H_{\text{crit}2}$. Le problème n'est pas aussi simple que ce raisonnement le laisse supposer. En effet à partir de $H_{\text{crit}1}$, qui est petit si $H_{\text{crit}2}$ est grand, il entre des vortex qui sont des tubes de flux. Si l'on fait alors passer un courant dans le matériau, il se crée une force sur les tubes de flux que l'on peut considérer comme une force de Laplace ou comme une force de Magnus en hydrodynamique. Les vortex vont donc se mouvoir en présence d'un courant. En raison de ce mouvement, le flux en un point du supraconducteur varie et d'après les équations de Maxwell, il se crée un champ électrique à l'intérieur du matériau. La coexistence d'un courant et d'un champ électrique entraîne une dissipation, c'est-à-dire une résistivité du matériau. Le supraconducteur présente donc une résistivité non nulle au-dessus de $H_{\text{crit}1}$ (c'est pour cette raison que l'absence de résistance ne définit pas un supraconducteur). La dissipation vient du mouvement des vortex en présence du courant. Comment supprimer cette dissipation pour transporter du courant ? En ancrant les vortex pour les empêcher de se déplacer.

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 désancrer 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.

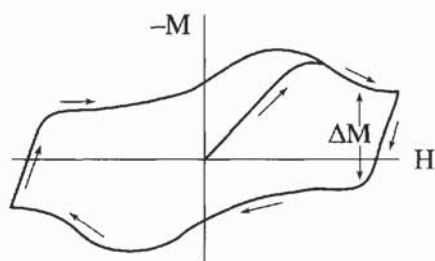


Figure 19.15 - Courbe d'aimantation caractéristique d'un supraconducteur de type-II

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/cm^2 . 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/cm^2 , on comprend l'intérêt de ces matériaux.

7. LES MATÉRIAUX SUPRACONDUCTEURS

Nombreux sont les éléments simples du tableau périodique de Mendeleev qui sont supraconducteurs, à l'exception notable des alcalins, des métaux nobles et des métaux magnétiques (voir le tableau 3.2). On trouve parmi les matériaux supraconducteurs beaucoup d'alliages, par exemple NbTi est un alliage très utilisé pour les fils, et de composés intermétalliques, Nb₃Sn et Nb₃Ge ont respectivement des températures critiques de 18,3 K et 23 K, proches du maximum obtenu avant l'apparition des cuprates supraconducteurs. En 1986, G. Bednorz et A. Muller ont obtenu un oxyde de cuivre (La_{1-x}Ba_x)₂CuO₄ supraconducteur à 30 K. En 1987 on obtenait une température critique de 92 K dans YBa₂Cu₃O₇. Ces oxydes de cuivre ont présenté une révolution puisque le premier découvert battait tous les records de températures critiques, et que quelques mois plus tard la température de l'azote liquide (77 K) était dépassée. D'autres records ont été obtenus avec des cuprates de Bismuth (le composé Bi₂Ca₂Sr₂Cu₃O₁₀ a une température critique de 110 K) et de Thallium (le composé Tl₂Ca₂Ba₂Cu₃O₁₀ a un T_{crit} de 125 K). T_{crit} atteint 135 K pour HgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+d} (appelé aussi Hg-1223).

Ces composés supraconducteurs sont des oxydes qui contiennent un nombre n de couches d'oxyde de cuivre successives CuO₂ ($n \geq 1$) qui sont le siège de la supraconductivité, et des blocs structuraux, essentiels pour transférer des charges aux couches de CuO₂ et engendrer leur supraconductivité.

8. LES APPLICATIONS

La grande majorité des applications [7] utilisent des supraconducteurs de type II, qui seuls peuvent supporter des densités de courant (ou des champs magnétiques) élevés. Encore a-t-il fallu réaliser des prouesses techniques pour obtenir des fils supraconducteurs, d'assez grande longueur pour réaliser des bobines de champ magnétiques qui atteignent de bonnes performances. Des fils supraconducteurs métalliques (NbTi, Nb₃Sn), maintenant traditionnels, ont été mis au point ces trente dernières années. Ils fonctionnent à la température de l'hélium liquide, et, malgré ce handicap, leurs applications se sont élargies progressivement du domaine du laboratoire à ceux de l'industrie, de la recherche de pointe, ou de la santé. Leur première application est la production de champs magnétiques très intenses, qui peuvent également être très stables et très homogènes. L'amélioration progressive de la qualité des fils supraconducteurs permet de trouver dans le commerce (Oxford Instruments) des bobines supraconductrices donnant un champ de 20 T. Au-delà, le matériau risque de redevenir normal, mais l'utilisation de *supraconducteurs à haute température critique*, ou SHTC, (à l'intérieur de bobines à supraconducteur classique) permettrait déjà d'atteindre des champs de l'ordre de 23 T. Dans un futur assez proche, puisque des fils en SHTC autorisant des densités de courants supérieures à 10 000 A/cm²

commencent à apparaître, on peut envisager la fabrication de bobines supraconductrices à la température de l'azote liquide. Il est déjà possible d'atteindre des champs de 45-50 T en permanence en ajoutant au champ créé par une bobine supraconductrice le champ créé par une bobine de cuivre (qui dissipe une puissance de 20 MW). Ces champs pourraient être atteints sans perte avec des bobines non résistives à SHTC.

Des champs plus modestes, mais homogènes sur de gros volumes sont utilisés dans les hôpitaux pour l'imagerie par résonance magnétique, IRM ou Scanner (voir le chapitre 23). Enfin des champs magnétiques stables sont nécessaires pour confiner un plasma (recherches sur la fusion nucléaire) ou un faisceau de particules (recherche en physique nucléaire, CERN) : ils sont réalisés en fil supraconducteur. La possibilité d'obtenir des champs intenses avec un plus faible volume de matériau et sans pertes a permis de construire des prototypes de machines tournantes (moteurs ou générateurs) que l'on sait faire fonctionner à la température de l'hélium liquide. Grâce aux matériaux supraconducteurs, de nombreuses réalisations sont envisageables, par exemple dans le domaine de la lévitation (paliers magnétiques et supraconducteurs pour la suspension de l'axe d'une machine tournante), ou des limiteurs de courant dans les lignes de distribution d'électricité. Pour toutes ces applications, l'intérêt d'avoir des SHTC (supraconducteurs à haute température critique) fonctionnant à 77 K ou au-dessus est évident. Ces applications pourraient s'étendre à toutes les installations de champs magnétiques intenses et aux machines de grande puissance. Les progrès dans le domaine des aimants permanents concernent toutes les applications de faibles dimensions (moteurs, lecture et stockage de l'information, etc.).

Dans le domaine de la détection, l'effet Josephson est largement utilisé dans les laboratoires pour détecter des signaux (magnétiques ou électriques) extrêmement faibles [8], et les applications de ces sondes extrêmement sensibles se sont étendues au domaine médical : ainsi il devient possible de détecter des anomalies du fonctionnement du cerveau à partir d'une cartographie du champ magnétique (magnétoencéphalographie), qui permet de situer exactement la position de la zone endommagée, en vue d'une intervention éventuelle. De même, la cartographie du champ magnétique associé au travail du cœur (magnétocardiographie) permet de déceler certaines anomalies de la circulation sanguine ou du fonctionnement du muscle cardiaque. Externe et donc inoffensive, cette technique peut être appliquée pour détecter les anomalies cardiaques d'un fœtus. Enfin, la détection d'anomalies du champ magnétique terrestre est largement utilisée pour la recherche de ressources naturelles, sources géothermiques ou la détection de failles sismiques, etc. L'adjonction d'un Squid à un système de déplacement micrométrique (système de balayage du microscope à effet tunnel) a déjà permis d'obtenir des images d'objets magnétiques avec une résolution de l'ordre du micron. Ces techniques devraient se répandre dans tous les domaines où une grande sensibilité est nécessaire, et un Squid à base de SHTC est déjà commercialisé.

Toutes les applications en électronique et électrotechnique pourront s'étendre d'autant plus que la température de fonctionnement des nouveaux matériaux supraconducteurs s'élèvera, et qu'ils pourront transporter des densités de courant plus élevées. En électrotechnique, l'utilisation d'azote liquide (77 K) est très avantageuse avec des matériaux pouvant transporter $10\,000\text{ A/cm}^2$. Mais, de même que la réalisation de fils performants à partir d'alliages métalliques (NbTi, Nb₃Sn, etc.) a pris des années, il faudra du temps pour obtenir des fils très performants à partir d'un matériau qui existe naturellement sous forme de céramique.

Enfin, la miniaturisation des squids (voir un microsquid en figure 1.9) ouvre la voie à une nouvelle magnétométrie de haute sensibilité sur des échantillons de taille sub-micronique.

RÉFÉRENCES

- [1] J.P. BURGER, Supraconductivité des métaux, des alliages et des films minces, (1974) Masson, Paris.
- [2] M. TINKHAM, Introduction to Superconductivity (1975) McGraw-Hill, New York.
- [3] P.G. DE GENNES, Superconductivity of Metals and Alloys (1966) W.A. Benjamin, New York.
- [4] M. CYROT, D. PAVUNA, Introduction to Superconductivity and High-Tc Materials (1992) World Scientific, Singapour.
- [5] A.M. CAMPBELL, J. EVETTS, Critical Currents in Superconductors (1972) Taylor and Francis, London.
- [6] A. BARONE, G. PATERNO, Physics and Applications of the Josephson Effect (1982) John Wiley, New York.
- [7] OBSERVATOIRE FRANÇAIS DES TECHNIQUES AVANCÉES, Applications de la Supraconductivité (1990) Masson, Paris.
- [8] S.T. RUGGIERO, D.A. RUDMAN (editors), Superconducting devices (1990) Academic Press, London.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

CHAPITRE 20

COUCHES MINCES ET MULTICOUCHES MAGNÉTIQUES

L'amélioration des techniques d'élaboration de matériaux sous vide poussé, voire sous ultravide, permet aujourd'hui l'élaboration de structures artificielles constituées de films ultraminces de matériaux magnétiques (couches minces) ou d'empilements de matériaux de natures différentes dont certains sont magnétiques (multicouches). Un grand nombre de techniques de caractérisations structurales et magnétiques de ces systèmes sont également aujourd'hui disponibles.

Les épaisseurs des couches individuelles peuvent varier du plan atomique à plusieurs dizaines de nanomètres. Ces épaisseurs sont de l'ordre de grandeur de certaines longueurs caractéristiques en magnétisme : longueur d'onde de Fermi, portée des interactions d'échange, largeur des parois de domaines, libre parcours moyen électronique ...

Le magnétisme en général est très sensible à l'environnement atomique local. Or dans ces structures, il est possible de faire varier cet environnement de façon très bien contrôlée. Ceci permet l'observation de phénomènes uniques qui n'existent pas dans les matériaux massifs.

Citons par exemple la possibilité de stabiliser de nouvelles phases cristallographiques inexistantes ou très instables à l'état massif, l'apparition d'anisotropies magnétiques induites par les contraintes interfaciales, des phénomènes inattendus de couplage magnétique entre couches adjacentes ou de magnétorésistance géante.

Outre leur intérêt pour la physique fondamentale, les couches minces et multicouches magnétiques trouvent de nombreuses applications en particulier dans le domaine de l'enregistrement magnétique ou magnéto-optique. Celles-ci concernent les supports d'information pour l'enregistrement magnétique planaire ou perpendiculaire, les média pour l'enregistrement magnéto-optique, les couches minces magnétiques douces pour le transport du flux magnétique (guides de flux, transformateurs ...), les matériaux magnétostrictifs (microactionneurs), les matériaux magnétorésistifs pour les capteurs de champ magnétique.

1. DU CONTRÔLE DE L'ENVIRONNEMENT LOCAL AU CONTRÔLE DES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES

L'intérêt pour les propriétés physiques des couches minces et multicouches métalliques magnétiques n'est pas nouveau. En effet, L. Néel et ses collaborateurs avaient déjà effectué un travail pionnier très important au cours des années 1950-60 en traitant des parois de Bloch et de Néel dans les couches minces, du couplage magnétostatique entre couches minces ferromagnétiques séparées par une couche non-magnétique, de l'anisotropie de surface ou d'interface, du couplage entre un matériau ferromagnétique et antiferromagnétique [1].

Toutefois, les progrès technologiques des deux dernières décennies ont suscité le développement d'une activité de recherche très intense dans ce domaine stimulé par la bien meilleure qualité cristallographique et chimique des échantillons préparés et par là même, un meilleur contrôle de leurs propriétés.

Les chapitres précédents, en particulier le huitième, ont montré que le magnétisme des métaux est, d'une façon générale, très sensible à l'environnement atomique local. Cet environnement influence l'intensité des interactions d'échange, éventuellement leur signe. Il détermine l'anisotropie locale du matériau. Pour les matériaux caractérisés par un magnétisme itinérant, les propriétés magnétiques varient dramatiquement en fonction de l'environnement. A titre d'exemple, le composé défini cristallisé YCo_2 n'est pas magnétique alors que l'alliage amorphe de même composition chimique est ferromagnétique.

Un autre exemple spectaculaire est celui du fer. Le fer naturel a une structure cristallographique cubique centrée. Ce fer est ferromagnétique dans les conditions normales. En couches minces, on arrive à le stabiliser dans une phase cubique à faces centrées. Celle-ci n'est pas magnétique.

Dans les matériaux massifs, l'expérimentateur a relativement peu de souplesse pour faire varier l'environnement atomique local et espérer ainsi contrôler certaines propriétés magnétiques. Il est possible, par exemple, de faire varier les distances interatomiques en appliquant des contraintes uniaxiales ou hydrostatiques sur un cristal. On peut parfois faire changer la structure cristallographique d'un échantillon en le recuisant ou en l'irradiant par des ions lourds. Ainsi, un alliage amorphe peut cristalliser si on le recuit à une température suffisante. Certains métaux présentent spontanément des changements de structures cristallographiques en fonction de la température ou en fonction de la pression. Il est aussi possible de modifier l'environnement chimique local en réalisant des alliages ou par des dopages particuliers. Dans toutes ces approches, l'expérimentateur agit au niveau macroscopique sans grand contrôle de ce qui se passe au niveau atomique.

Dans l'élaboration des couches minces et multicouches, un flux d'atomes continu arrive et se condense sur un substrat. Pour obtenir une bonne structure cristallographique de la couche mince déposée, on choisit en général un substrat monocristallin

dont la surface libre présente une maille cristallographique aussi proche que possible de celle du matériau que l'on cherche à déposer sur le substrat. On peut alors obtenir une croissance plan atomique par plan atomique de la couche mince. On parle alors de *croissance épitaxiale*. Dans les meilleures conditions de croissance, il est possible d'obtenir un échantillon parfaitement monocristallin. Il s'agit alors d'un *super-réseau*.

Pour d'autres types d'études en particulier à vocation plus appliquée, la croissance épitaxiale n'est pas nécessaire. L'échantillon est encore composé d'un empilement de couches de nature différente, mais celles-ci peuvent être polycristallines voire amorphes : on parle alors de *multicouches*. Dans tous les cas de figure, la croissance des multicouches offre beaucoup plus de degrés de liberté pour varier l'environnement atomique local que pour les matériaux massifs. Ainsi, en créant des interfaces entre matériaux choisis, il est possible de faire varier de façon contrôlée l'environnement atomique chimique.

En déposant des couches minces de façon épitaxiale sur des substrats présentant des désaccords de maille plus ou moins importants, il est possible d'étirer ou de comprimer la maille du matériau déposé de plusieurs %. Ceci correspond à l'application de pressions considérables, inaccessibles expérimentalement pour des matériaux massifs. En forçant un matériau donné à épouser la structure cristallographique d'un substrat, on peut également stabiliser dans les conditions normales des phases cristallographiques qui n'existent pas à l'état massif ou seulement dans des conditions extrêmes. Ainsi le fer normalement cubique centré (cc) peut être stabilisé dans une structure cubique à faces centrées (cfc) par épitaxie sur un monocristal de Cu (100) naturellement cfc. Il peut également être stabilisé sous forme hexagonale compacte (hc) par épitaxie sur un substrat hc de ruthénium. De même le cobalt, naturellement hc, peut-être stabilisé sous forme cfc ou cc par épitaxie sur du Cu (100) ou sur GaAs (001). On trouve de nombreux exemples de ce type dans la littérature [2].

En plus de cette possibilité de jouer sur l'environnement atomique local, les couches minces et multicouches permettent de faire varier les épaisseurs des couches individuelles dans des domaines de dimension qui couvrent des longueurs caractéristiques du magnétisme. Ces longueurs sont les suivantes :

- ♦ *La longueur d'onde de Fermi* : $\lambda_F = 2\pi/k_F$ typiquement de l'ordre de 0,2 à 2 nm, k_F représentant le vecteur d'onde de Fermi. Cette longueur joue un rôle important dans les effets de taille quantique dans les multicouches. Dans une couche mince métallique par exemple, les électrons de conduction sont confinés dans l'épaisseur de la couche qui constitue un puits quantique. Les réflexions sur les surfaces extérieures donnent naissance à des ondes stationnaires dont la périodicité est $\lambda_F/2$.
- ♦ *La portée des interactions d'échange* : suivant la nature de ces interactions d'échange, la portée de celles-ci peut varier d'une distance interatomique (de l'ordre de 0,2 nm) à plusieurs dizaines de distances interatomiques (de l'ordre de 10 nm). Les interactions d'échange les plus fréquemment rencontrées sont les interactions de type RKKY transmises par les électrons de conduction des métaux nobles

(comme le Cu, Ag, Au). Celles-ci sont oscillantes et à longue portée (voir § 3.1 du chapitre 9). Il y a également les interactions collectives entre électrons 3d des métaux de transition magnétiques tels que le Fe, Co, Ni, décrites dans le cadre du magnétisme itinérant (chapitre 8). On rencontre aussi les interactions entre ions de terre-rare ou entre ions de terre-rare et métal de transition qui sont à plus courte portée du fait du caractère plus localisé du magnétisme des terres rares (chapitre 8). Les interactions indirectes dites de superéchange peuvent également jouer un rôle dans des multicouches faisant intervenir des oxydes ou plus généralement des isolants (chapitre 9). Toutes ces interactions interviennent dans les phénomènes d'ordre magnétique dans les multicouches, soit en déterminant l'ordre magnétique à l'intérieur des couches individuelles, soit en influençant l'ordre magnétique d'une couche magnétique donnée par rapport aux couches magnétiques adjacentes.

- ◆ *Les largeurs de parois* : un matériau ferromagnétique a spontanément tendance à se subdiviser en domaines magnétiques pour réduire son énergie magnétostatique (chapitre 3). La géométrie des domaines résulte d'un équilibre entre l'énergie magnétostatique gagnée et les énergies d'échange et d'anisotropie que coûte la création de parois entre les domaines (chapitre 6).

Les largeurs de parois dans les couches minces sont du même ordre de grandeur que dans les matériaux massifs, allant de quelques nanomètres pour les matériaux présentant une forte anisotropie à quelques dizaines de nanomètres pour les matériaux à faible anisotropie.

Un aspect caractéristique des couches minces est néanmoins le changement de nature des parois en fonction de l'épaisseur des couches magnétiques. Les parois sont du type paroi de Bloch pour des épaisseurs de couches supérieures à environ 40 nm, et du type paroi de Néel pour des épaisseurs inférieures. Ce changement de nature est dû au coût trop important en énergie magnétostatique que représenterait la création d'une paroi de Bloch dans une couche magnétique très mince [1] ;

- ◆ *Les libres parcours moyens électroniques* : il s'agit, dans un métal, de la distance moyenne que parcourt un électron de conduction entre deux événements de diffusion successifs. La valeur des libres-parcours moyens est proportionnelle à la conductivité des matériaux considérés. Dans les métaux de transition ferromagnétiques (Fe, Co, Ni et la plupart de leurs alliages), ils dépendent par ailleurs de la direction du spin de l'électron par rapport à l'aimantation locale.

Ces libres-parcours moyens peuvent varier de quelques distances interatomiques pour des matériaux à haute résistivité à plusieurs centaines de nanomètres pour des matériaux bon conducteurs, présentant peu de défauts de croissance. Ils jouent un rôle déterminant dans tous les phénomènes de transport dans les multicouches (résistivité électrique, conduction thermique, magnétorésistance ...).

2. ELABORATION ET NANOSTRUCTURE DES COUCHES MINCES ET MULTICOUCHES MAGNÉTIQUES

2.1. GÉNÉRALITÉS

Les nombreuses techniques d'élaboration de couches minces se répartissent en deux grandes catégories : les processus physiques de dépôt par évaporation (*physical vapor deposition* ou PVD) et les processus chimiques (*chemical vapor deposition* ou CVD). Le choix de l'une ou l'autre technique dépend de la nature du matériau à déposer. Les processus chimiques qui font intervenir la décomposition d'un gaz porteur au niveau d'un substrat sont principalement utilisés pour l'élaboration de couches minces de semi-conducteurs. Le dépôt de couches métalliques par électrolyse (plaquage par électrolyse) a néanmoins été utilisé récemment pour l'élaboration de multicouches magnétiques métalliques. On sait couramment déposer par électrolyse les métaux suivants : Al, Ag, Au, Cd, Co, Cu, Cr, Fe, Ni, Pb, Pt, Rh, Sn, Zn [3].

La pulvérisation cathodique et l'épitaxie par jet moléculaire sont les techniques les plus largement répandues pour la préparation des multicouches magnétiques. Elles sont basées sur des processus physiques. Elles sont très peu restrictives en ce qui concerne les matériaux à déposer (métaux ou isolants) et les substrats. Ces méthodes comprennent trois étapes :

- ◆ l'émission d'atomes ou de particules d'une source,
- ◆ leur transport jusqu'au substrat
- ◆ et leur condensation sur le substrat.

Elles sont décrites plus en détail ci-dessous. Ces dépôts par processus physiques sont toujours effectués dans des enceintes à vide. Le vide requis dépend de la qualité cristallographique et chimique des échantillons que l'on cherche à préparer. En utilisant la théorie cinétique des gaz parfaits, on peut facilement estimer un ordre de grandeur du temps nécessaire au dépôt d'un plan atomique d'un type d'impuretés donné régnant à une pression partielle P dans l'enceinte d'évaporation à température ambiante. La vitesse quadratique moyenne de ces impuretés gazeuses est $u = (3k_B T / m)^{1/2}$ où k_B est la constante de Boltzmann (voir annexe 2). Il y en a une densité de $n = P / k_B T$ particules par unité de volume, T la température du gaz, m la masse des impuretés. Toutes les particules qui vont parvenir sur le substrat de surface S pendant un temps dt sont contenues dans un volume $S \cdot u \cdot dt$. Environ 1/6 d'entre elles ont leur vitesse dirigée vers le substrat. On en déduit qu'un plan atomique d'impuretés se déposera sur le substrat en un temps :

$$t = 2(3mk_B T)^{1/2} / Pa^2 \quad (20.1)$$

où a représente la maille cristallographique du réseau d'impuretés (environ 0,2 nm). Pour l'oxygène à une pression de 10^{-5} Pa, un plan atomique d'oxygène va se déposer en une minute environ ; à 10^{-6} Pa, cela prendra environ 10 minutes ; à 10^{-7} Pa, 100 minutes ... Le vide de base dans l'enceinte et la vitesse de dépôt doivent donc être

choisis en fonction de la tolérance relative à la concentration d'impuretés dans l'échantillon. Des égalités de conversion entre unités de pression communément utilisées dans les machines d'élaboration de couches minces sont données dans l'annexe 2.

2.2. TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES LES PLUS COMMUNÉMENT UTILISÉES POUR L'ÉLABORATION DES COUCHES MINCES ET MULTICOUCHES MAGNÉTIQUES

2.2.1. La pulvérisation cathodique

C'est la technique d'élaboration de couches minces métalliques la plus répandue dans les laboratoires. Elle est très appréciée pour sa rapidité de mise en œuvre, sa flexibilité, la possibilité de faire varier rapidement un grand nombre de paramètres de dépôt. Par ailleurs, elle est utilisée industriellement ce qui facilite les transferts de technologie lorsque l'on a découvert un matériau possédant une propriété intéressante pour des applications. Elle permet le dépôt de métaux aussi bien que d'isolants.

En pulvérisation cathodique, on travaille communément avec un vide de base dans la gamme de 10^{-6} à 10^{-4} Pa. Il s'agit de bons vides obtenus par des pompes à diffusion ou turbopompes associées à des pièges froids, ou par des pompes cryogéniques. Dans cette technique, un gaz inerte, le plus souvent de l'argon, est introduit dans l'enceinte par une microfuite et régulé en pression entre 0,05 et 2 Pa. Ce gaz est ionisé sous l'effet d'un fort champ électrique. Cette ionisation se manifeste par une luminescence du plasma. Les ions Ar^+ sont alors attirés vers une cible constituée du matériau que l'on veut déposer. Le bombardement de la cible par ces ions relativement lourds arrache des atomes de la cible. Ces atomes se propagent à travers le plasma et le gaz neutre et se condensent sur un substrat placé en regard de la cible. Dans le cas de cibles métalliques, on attire les ions vers la cible en appliquant un potentiel négatif constant sur la cible. Le courant de cible est constant et proportionnel au nombre d'ions qui atteignent la cible par unité de temps (pulvérisation DC pour "direct current").

Dans le cas de matériaux isolants, on ne peut pas utiliser cette méthode DC car la surface de la cible se chargerait électrostatiquement très rapidement à un potentiel positif qui repousserait les ions positifs. On utilise alors la pulvérisation RF qui consiste à appliquer à la cible une tension radiofréquence (habituellement 13,56 MHz). Compte tenu de la très grande différence de mobilité des ions et des électrons contenus dans le plasma, un potentiel négatif apparaît spontanément sur la cible. Au cours d'une période RF, la cible est bombardée pendant une fraction d'alternance par les ions d' Ar^+ puis le reste de la période par les électrons qui neutralisent la charge laissée par les ions positifs. Les électrons excités par le champ électrique RF permettent par ailleurs d'entretenir le plasma en ionisant d'autres atomes neutres d'Ar. Il est possible en RF d'entretenir un plasma d'Ar sous une pression de 0,02 Pa.

Il existe de nombreuses variantes au principe très général de la pulvérisation cathodique décrit ci-dessus. Certains systèmes fonctionnent en mode triode, d'autres en modes diode ou diode-magnétron. Les magnétrons sont très répandus. Ils autorisent des vitesses de dépôt très rapides pouvant atteindre 10 nm/sec. Leur principe consiste à concentrer le plasma au voisinage de la cible en utilisant des aimants permanents dont les lignes de champ canalisent les charges électriques. Ceci permet d'augmenter considérablement la densité de plasma au voisinage de la cible et de renforcer ainsi le taux de bombardement de la cible.

Une fois les atomes arrachés à la cible, ceux-ci doivent se propager à travers le plasma et le gaz neutre pour arriver sur le substrat. Durant ce trajet, les atomes subissent ou non des collisions avec les atomes d'Ar environnants. A ce niveau, la pression d'Ar dans l'enceinte et la distance cible-substrat jouent un rôle très important.

On définit le libre parcours moyen d'un atome comme étant la distance moyenne que celui-ci peut parcourir avant d'être diffusé. Supposons qu'il y ait $n = P/k_B T$ atomes d'Ar par unité de volume dans l'enceinte et que ceux-ci présentent une section efficace de diffusion caractérisée par un diamètre effectif d (qui est typiquement de l'ordre de 0,2 à 0,4 nm). En une unité de longueur, un atome traversant le gaz d'Ar percute en moyenne tous les atomes contenus dans un cylindre de longueur une unité et de diamètre $2d$. Cela représente $n\pi d^2$ collisions. Le libre parcours moyen (l_{pm}) est alors $1/n\pi d^2$. Un calcul plus rigoureux utilisant la théorie cinétique des gaz parfaits conduit à :

$$l_{pm} = \frac{1}{\sqrt{2}n\pi d^2} = \frac{k_B T}{\sqrt{2}P\pi d^2} \quad (20.2)$$

En prenant un diamètre moyen atomique de l'ordre de 0,4 nm on aboutit, à température ambiante, à la formule approchée :

$$l_{pm}(cm) = \frac{0.6}{P(Pa)} \quad (20.3)$$

Les distances usuelles cible-substrat sont de l'ordre de quelques centimètres. Suivant la pression d'Ar en cours de dépôt, deux régimes sont possibles.

Si la pression est telle que le l_{pm} est plus grand que la distance cible-substrat, on est dans un régime directif, les atomes éjectés ne subissent pas de collisions avec le gaz. Ils arrivent sur le substrat avec une incidence assez uniforme et une énergie pouvant être notable (de plusieurs électronvolts).

Si au contraire le l_{pm} est inférieur à la distance cible-substrat, les atomes subissent une ou plusieurs collisions avant d'arriver éventuellement sur le substrat. Dans ce cas, il y a thermalisation du flux d'atomes éjectés de la cible. Ceux-ci se déposent sur le substrat avec des incidences plus aléatoires et avec une énergie plus proche de $k_B T$, c'est-à-dire une fraction d'électronvolt.

En général, les meilleures conditions de croissance sont obtenues à la frontière entre ces deux régimes. En effet, si les atomes arrivent de façon trop énergétique sur le

substrat, ils peuvent endommager les couches inférieures déjà déposées. Au contraire, s'ils arrivent avec trop peu d'énergie, leur mobilité à la surface du substrat sera insuffisante pour permettre l'obtention de couches de faible rugosité. Par ailleurs, une pression d'Ar trop élevée se traduit souvent par une contamination croissante du film par différentes impuretés pouvant être contenues dans le gaz.

Comme pour l'épitaxie par jet moléculaire (voir ci-après), une fois les atomes condensés sur le substrat, la qualité de la croissance dépend beaucoup du type de substrat utilisé par rapport au matériau que l'on dépose et de la température de celui-ci. On utilise couramment en pulvérisation cathodique des substrats non orientés, en particulier des substrats de Si(100) recouverts de leur oxyde natif amorphe SiO_2 . Les échantillons croissent alors très souvent à l'état polycristallin avec des tailles de grains de l'ordre de quelques nanomètres à une vingtaine de nanomètres. Ces grains peuvent croître de façon cohérente sur toute l'épaisseur de l'échantillon formant de véritables colonnes. En général la direction de croissance des échantillons préparés par pulvérisation cathodique correspond à un empilement des plans denses, c'est-à-dire une direction de croissance [111] pour les matériaux cubiques à faces centrées, [110] pour les cubiques centrés, [0001] pour les hexagonaux. Pour plus d'informations sur les méthodes de préparation des films minces, le lecteur pourra consulter les ouvrages cités en référence [4].

2.2.2. L'épitaxie par jet moléculaire (EJM, MBE en anglais)

Cette technique est utilisée dans un tout autre esprit que la pulvérisation cathodique. Les équipements d'épitaxie par jet moléculaire sont beaucoup plus lourds que ceux de pulvérisation cathodique. La gamme de pression de base dans ces enceintes est 2 à 3 ordres de grandeur inférieure à celle des équipements de pulvérisation cathodique (10^{-9} à 10^{-7} Pa). Ces enceintes sont souvent équipées de moyens de caractérisation structurale en cours de croissance (techniques *in situ*). Elles permettent de fabriquer des échantillons d'excellente qualité et très bien caractérisés du point de vue structural. Cette technique est très bien adaptée à des études à caractère fondamental mais serait difficilement transposable à l'échelle industrielle. Toutefois, l'EJM est utilisée à l'échelle industrielle pour la croissance des semi-conducteurs car cette dernière est, d'une façon générale, plus facile à maîtriser que la croissance épitaxiale des métaux.

Comme pour la pulvérisation cathodique, l'EJM consiste à créer une vapeur du constituant que l'on cherche à déposer et à condenser sur un substrat. Il existe une grande variété de moyens pour créer cette vapeur. La plus simple consiste, à l'aide d'un courant électrique, à chauffer le matériau dans un creuset jusqu'à une température proche de sa température de sublimation ou d'évaporation. Cet échauffement peut-être combiné avec un bombardement électronique du creuset par les électrons thermo-émis par le filament qui sert à chauffer le creuset.

Une autre méthode consiste à bombarder la surface du matériau avec un faisceau d'électrons délivrés par un canon à électrons. L'échauffement du matériau est alors

beaucoup plus local. Cette méthode présente l'avantage d'avoir une très faible inertie thermique. Mentionnons également l'ablation laser, dans laquelle un faisceau laser pulsé est utilisé pour chauffer localement la cible. Les lasers utilisés sont souvent des lasers à excimers ou NdYAG.

Une fois la vapeur créée, celle-ci se propage à l'intérieur d'un certain cône d'émission. Une partie se dirige en direction du substrat. Compte tenu du vide très poussé, de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-4} Pa en cours d'évaporation, le libre parcours moyen des atomes de la vapeur est très grand (supérieur à plusieurs centaines de mètres). Les atomes ne subissent donc aucune collision avant d'atteindre le substrat où ils se thermalisent très vite à la température du substrat.

Par épitaxie, on désigne un mode de croissance dans lequel la structure du film déposé est en relation étroite avec celle du substrat. En pratique, cela signifie qu'il y a croissance d'un film monocristallin sur un substrat monocristallin. L'étude expérimentale et théorique des processus de croissance des couches minces est un thème de recherche très actif. En général, pour obtenir une croissance épitaxiale, il faut qu'il y ait une certaine compatibilité géométrique entre la maille cristallographique de la surface du substrat et celle d'au moins un plan cristallin du matériau déposé.

Par exemple, les plans cristallographiques du fer perpendiculaires à la direction de croissance [001] s'accordent très bien avec ceux de l'Au perpendiculaires à l'axe [001] après rotation de 45° de la maille du Fe par rapport à celle de l'Au. En effet l'or et le fer présentent un rapport de maille très proche de $\sqrt{2}$ (voir figure 20.1).

Des désaccords de maille de plusieurs % peuvent être tolérés. Dans de tels cas, l'accommodation des deux réseaux peut se faire par la création d'un réseau de dislocations ou simplement par déformation élastique des réseaux. La température du substrat est un paramètre de contrôle de la croissance très important. En général, une température de substrat élevée favorise la croissance épitaxiale en augmentant la mobilité des

atomes qui arrivent sur la surface (adatomes). D'un autre côté, une température trop élevée peut entraîner une interdiffusion importante au niveau des interfaces.

On distingue d'habitude trois modes de croissance :

- ♦ plan atomique par plan atomique, c'est le mode que l'on recherche pour l'épitaxie (mode de croissance 2D dit de Frank-Van der Merwe),
- ♦ par îlots tridimensionnels (mode de croissance 3D dit de Volmer-Weber),
- ♦ d'abord formation d'un plan atomique continu puis d'îlots par dessus (croissance intermédiaire dite de Stransky-Krastanov).

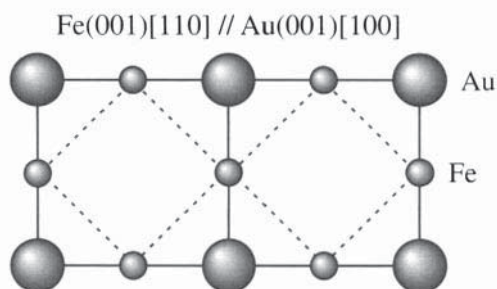


Figure 20.1 - Exemple de relations d'épitaxie entre un substrat d'Au et une couche déposée de Fe

C'est le bilan des énergies de surface, d'interfaces et électroniques des différents constituants qui déterminent le mode de croissance [2].

2.2.3. Les méthodes de caractérisation chimique et structurale des couches minces et multicouches

On distingue les méthodes *in-situ* qui permettent de caractériser l'échantillon en cours de croissance sans l'exposer à l'air, des méthodes *ex-situ* dans lesquelles l'échantillon est retiré de l'enceinte d'élaboration.

Les méthodes *in-situ* les plus courantes sont la diffraction en incidence rasante d'électrons de haute énergie (RHEED), la diffraction d'électrons de basse énergie (LEED), la spectroscopie Auger. Le RHEED permet de suivre "en direct" le mode de croissance de la couche mince en cours de dépôt. Une croissance plan par plan se manifeste par l'observation de lignes de diffraction caractéristiques et par des oscillations d'intensité diffractée au cours du dépôt. Les maxima d'oscillations correspondent au remplissage complet d'un plan atomique. Le LEED permet une analyse de la structure cristallographique dans le plan. La spectroscopie Auger permet une analyse chimique de la surface de l'échantillon jusqu'à une profondeur d'environ 1 à 2 nm.

Les méthodes *ex-situ* de caractérisation structurale comprennent principalement la diffraction de rayons X aux petits ou grands angles et la microscopie électronique en transmission. La microscopie en coupe à haute résolution permet de visualiser l'empilement des plans atomiques dans une multicouche avec une résolution atomique.

3. MAGNÉTISME DES SURFACES, INTERFACES ET COUCHES MINCES

L'environnement atomique à la surface d'un matériau ou à l'interface entre deux matériaux différents est fortement modifié par rapport à celui du matériau massif. Sur une surface, la coordination, c'est-à-dire le nombre de voisins, est réduite. Par ailleurs, la symétrie n'est plus la même que dans le volume. Des effets de contraction ou de dilatation de la maille cristallographique apparaissent. Il peut également se produire un transfert électronique d'un matériau à l'autre ou une hybridation, c'est-à-dire un mélange entre les orbitales électroniques des deux matériaux adjacents. Il résulte de ces phénomènes de profondes modifications des structures électroniques et donc des propriétés magnétiques, par rapport aux propriétés du matériau massif [5, 6]. Nous en donnons ici quelques exemples.

3.1. AUGMENTATION DU MOMENT MAGNÉTIQUE À LA SURFACE DE MÉTAUX DE TRANSITION

On s'intéresse ici aux propriétés de surfaces ultra-propres telles qu'elles peuvent exister dans des bâtis d'ultravide. Toute adsorption de gaz (O, Ar ...) ou autre forme

de contamination de la surface peut modifier considérablement les propriétés ci-dessous. Des calculs *ab-initio* de structures électroniques à la surface de métaux de transition ferromagnétiques (Fe, Co et Ni) prédisent que le moment magnétique est plus élevé à la surface que dans le volume du matériau [6]. Cet effet est lié à un rétrécissement de la bande d de ces matériaux consécutifs à la plus faible coordination des atomes à la surface que dans le volume. Il en résulte une augmentation de la densité d'états $N(\epsilon_F)$ au niveau de Fermi. Dans les métaux de transition qui sont caractérisés par un magnétisme itinérant (voir chapitre 8), l'augmentation de $N(\epsilon_F)$ se traduit par un renforcement du magnétisme de la surface (critère de Stoner).

A titre d'exemple, le moment magnétique sur une surface (001) d'un cristal de Fe cubique centré est de $2,96 \mu_B$ /atome alors que le moment en volume est de $2,2 \mu_B$ /atome. Pour une surface (110), le moment en surface n'est que de $2,65 \mu_B$ /atome, plus faible que pour une surface (001). Cette différence provient encore de la différence de coordination entre ces deux surfaces. Dans un cristal cubique centré, les plans (110) sont les plans les plus denses, c'est-à-dire dans lesquels les atomes sont les plus rapprochés. En d'autres termes, les atomes de Fe sont plus "serrés" sur une surface (110) que sur une surface (001). Il en résulte un rétrécissement de la bande d et donc une augmentation du moment moins importante pour la surface compacte (110) que pour la surface (001). Le même phénomène est observé pour un cristal cubique à faces centrées dont les plans les plus denses sont les plans (111). Par exemple, une surface compacte (111) de Ni présente un moment de $0,63 \mu_B$ /atome alors que le moment en volume est de $0,56 \mu_B$ /atome. La surface moins compacte (001) montre un moment supérieur de $0,68 \mu_B$ /atome.

Cette tendance à l'augmentation du moment magnétique lorsque l'on réduit la coordination est encore plus marquée si l'on considère aussi le cas d'une chaîne d'atomes ou d'atomes isolés. Par exemple, lorsque l'on passe du matériau massif à une surface (001), à une chaîne linéaire et finalement à un atome isolé, le moment magnétique du Ni augmente de $0,56$ à $0,68$ à $1,1$ et $2,0 \mu_B$ /atome. Pour le Fe, cette augmentation est de $2,25$, $2,96$, $3,3$, $4,0 \mu_B$ /atome. Le moment magnétique approche la valeur de l'atome libre lorsque la dimensionalité est réduite.

Ces augmentations de moment en surface ont été observées expérimentalement dans quelques systèmes. Les techniques expérimentales utilisées pour ces caractérisations magnétiques *in-situ* reposent sur la diffraction de faisceaux d'électrons de basse énergie polarisés en spin (SPLEED) ou de microscopie électronique à balayage avec analyse de polarisation des électrons secondaires (SEMPA).

Un effet de relaxation structurale important se produit aussi souvent à la surface d'un cristal. Cette relaxation influence directement les propriétés magnétiques. Par exemple, pour minimiser son énergie totale, la surface (001) d'un cristal de Fe se rapproche d'environ 4% du plan atomique immédiatement inférieur ce qui a pour effet de réduire de 6% la valeur du moment magnétique qu'aurait la surface s'il n'y avait pas de relaxation.

3.2. APPARITION DE MOMENTS EN SURFACE DANS DES MATÉRIAUX N'AYANT PAS DE MOMENT EN VOLUME

Du fait de l'augmentation de la densité d'états en surface, certains matériaux qui ne sont pas magnétiques à l'état massif peuvent devenir magnétiques en surface ou lorsqu'ils sont déposés en fines couches sur un substrat. C'est le cas du vanadium par exemple [6]. Un magnétisme de surface peut par ailleurs apparaître dans certains matériaux antiferromagnétiques du fait d'un défaut de compensation en surface. Ceci a été observé dans le chrome dont la structure magnétique est antiferromagnétique. Le Cr a en plus une particularité qui est une modulation du moment atomique le long de l'axe [100] (onde de densité de spin). Un ordre ferromagnétique existe à l'intérieur de chaque plan (001) mais ces plans sont couplés antiferromagnétiquement l'un à l'autre. Il n'y a donc pas de moment résultant en volume. Néanmoins les surfaces (001) étant ordonnées ferromagnétiquement présentent un moment magnétique qui est supérieur au moment porté par chaque atome en volume. Expérimentalement, ces plans ferromagnétiques ont pu être observés par microscopie à effet tunnel (STM) en utilisant une pointe en dioxyde de Cr [7]. CrO_2 est un matériau dit semi-métallique. Il présente une très grande différence de densités d'états au niveau de Fermi pour les électrons de spin \uparrow et de spin \downarrow . Il en résulte que le courant tunnel entre la surface de Cr et la pointe du STM dépend de l'orientation locale de l'aimantation. On a pu observer ainsi qu'à chaque marche monoatomique à la surface (001) du Cr, le moment magnétique changeait d'une direction à la direction opposée.

3.3. EFFETS INDUITS PAR LE SUBSTRAT SUR LE MAGNÉTISME DE FILMS ULTRAMINCES ÉPITAXIÉS

Cette situation est différente des précédentes dans la mesure où l'on ne considère plus ici une surface libre d'un cristal semi-infini mais une couche ultramince (un ou quelques plans atomiques) épitaxiée sur un substrat de nature différente. Les propriétés magnétiques de la couche mince dépendent très fortement de la nature du substrat pour plusieurs raisons. Si l'accord de maille entre le substrat et la couche déposée n'est pas parfait, les deux matériaux vont se déformer plus ou moins suivant leur rigidité et leurs épaisseurs respectives pour s'adapter l'un à l'autre. Il en résulte une variation de la maille du matériau déposé (pouvant atteindre quelques %) qui modifie ses propriétés magnétiques. En général, une contraction de maille conduit, comme pour l'application d'une pression sur un métal magnétique massif, à un élargissement de la bande et donc à une diminution du moment et de la stabilité magnétique. Au contraire, une dilatation de la maille tend à accroître le moment magnétique. Un autre effet structural du substrat s'observe parfois : c'est la stabilisation de phases cristallographiques n'existant pas dans les matériaux massifs, ou seulement dans des conditions extrêmes. Un exemple très étudié est celui du fer cubique à faces centrées épitaxié sur le Cu (100). Le fer naturel présente la structure cubique centrée. Par épitaxie sur le cuivre cfc, on peut stabiliser la phase cfc du fer. Les propriétés

magnétiques de cette phase sont très différentes de celles du fer cc et de plus, extrêmement sensibles à la valeur exacte de la distance interatomique. Des calculs de structure électronique ont montré que des modifications de quelques % du paramètre de maille du fer cfc suffisent à changer son état de non-magnétique, à antiferromagnétique, puis à ferromagnétique à fort moment [8]. Du point de vue expérimental, on a observé que des conditions d'élaboration différentes de ce fer cfc conduisaient à des propriétés très différentes : lorsque le fer est déposé sur le Cu à basse température, il est en général ferromagnétique [9]. Déposé à température ambiante, il devient antiferromagnétique [10]. Cette différence provient de petites distorsions dans l'arrangement cristallin de la couche de fer cfc, qui provoquent de gros effets magnétiques.

En plus de ces effets purement structuraux induits par le substrat, ce dernier peut également influencer directement la structure électronique de la couche déposée. En fait, certains substrats n'ont pas ou peu d'interactions électroniques directes avec la couche déposée alors que d'autres conduisent à des effets d'hybridation importants entre les électrons de la couche magnétique et ceux du substrat.

Les substrats tels que les métaux nobles (Ag, Au) ou les substrats isolants (MgO, Al_2O_3), n'interagissent pas avec les électrons de la couche déposée. Par exemple, des couches minces de fer cc sur des substrats d'Ag (001) ou de MgO (001) présentent un moment magnétique très proche de celui que l'on observerait pour une couche de fer bidimensionnelle sans substrat.

Les substrats de métaux de transition (V, Cr, Nb, Mo, Ru, Rh, Pd, W, Re), au contraire, donnent naissance à des effets d'hybridation importants avec les électrons de la couche déposée. Il en résulte des propriétés nouvelles. Par exemple, le Pd est un matériau non-magnétique mais très facilement polarisable. Si l'on dépose une fine couche de Fe, de Co ou de Ni sur un substrat de Pd, celui-ci acquiert un moment magnétique sur une épaisseur de plusieurs plans atomiques à partir de l'interface. Autre exemple, celui du fer déposé sur W (001). Les calculs de structure électronique prédisent qu'un plan atomique de fer sans substrat est ferromagnétique avec un moment de $3,1 \mu_B/\text{atome}$. Déposé sur un substrat de tungstène, la forte hybridation avec le W conduit ce plan atomique à devenir antiferromagnétique avec un moment de $0,93 \mu_B/\text{atome}$. Si l'on dépose un deuxième plan atomique, il redevient ferromagnétique [6].

Une autre manifestation de ces effets d'hybridation est l'apparition de phénomènes d'anisotropie interfaciale spectaculaires (voir ci-après). De fines couches de Co en sandwich entre des couches de Pd, Pt ou Au présentent un axe de facile aimantation perpendiculaire au plan de la couche [11]. Ce phénomène est très inhabituel pour une couche mince magnétique, car l'anisotropie de forme (énergie magnétostatique) d'une couche mince tend à maintenir son aimantation dans le plan. Cette forte anisotropie magnétique perpendiculaire est souvent associée à des effets magnéto-optiques importants qui font de ces couches à aimantation perpendiculaire de bons candidats pour des medias d'enregistrement magnéto-optique.

3.4. EFFET DE DIMENSIONALITÉ RÉDUITE SUR LA TRANSITION DE PHASE MAGNÉTIQUE

Considérons de nouveau la surface libre d'un cristal magnétique semi-infini. A température suffisamment élevée, l'ordre magnétique finit toujours par disparaître du fait du développement d'excitations magnétiques de plus en plus importantes au fur et à mesure que la température augmente. Dans les matériaux ferromagnétiques, la température d'ordre (température de Curie) est donnée, dans un modèle de champ moyen, par $T_C = J_0 S(S+1)/3k_B$ où S représente la valeur du spin individuel, et J_0 est la somme des interactions d'échange avec tous les voisins. D'après cette expression, T_C est donc proportionnelle aux nombres de voisins (*via* J_0). On peut donc s'attendre à une réduction de la température d'ordre à la surface par rapport au volume de matériau ferromagnétique. Ceci est vrai dans de nombreux cas pratiques. On parle de formation de couches mortes aux interfaces ou en surface.

En plus d'une modification de la température d'ordre, on observe un effet sur les exposants critiques qui caractérisent la variation d'aimantation ou de susceptibilité en fonction de la température : ils sont différents de ceux du volume. Par exemple, si l'on considère un matériau ferromagnétique dans un modèle très simple de champ moyen, on peut montrer (voir chapitre 10) que son aimantation varie en volume proportionnellement à $(T_C - T)^{1/2}$. Le même modèle [12] permet de montrer qu'à la surface, cette variation est en $(T_C - T)$.

Cependant, dans certains cas, l'effet dominant n'est pas une réduction de la température d'ordre en surface mais au contraire une augmentation. Pour les métaux de transition, ceci est encore dû au rétrécissement de la bande d en surface qui entraîne une augmentation de la densité d'états au niveau de Fermi. Celle-ci renforce la stabilité du magnétisme en surface *via* le critère de Stoner. Cette augmentation de l'ordre en surface par rapport au volume peut aussi se produire avec des couches minces de métaux de terres rares : à la surface du Gd, il a été observé que l'ordre magnétique dans la couche superficielle subsiste jusqu'à 310 K, c'est-à-dire 20 degrés au-dessus de la température d'ordre dans le volume du Gd. Cet effet est dû à un renforcement des interactions d'échange avec les deux premières couches enterrées, qui est lié à une redistribution de charges près de la surface [6].

De la même façon, si l'on considère une couche de métal ultramince déposée sur un substrat, on observe souvent une réduction de la température d'ordre magnétique pour des épaisseurs inférieures à quelques plans atomiques. Cette réduction est liée à la plus faible coordination des atomes en surface par rapport au volume (voir la figure 20.2).

3.5. ANISOTROPIE MAGNÉTIQUE DES COUCHES MINCES

On désigne par anisotropie magnétique une dépendance de l'énergie magnétique du système vis-à-vis de la direction de son aimantation par rapport à l'échantillon.

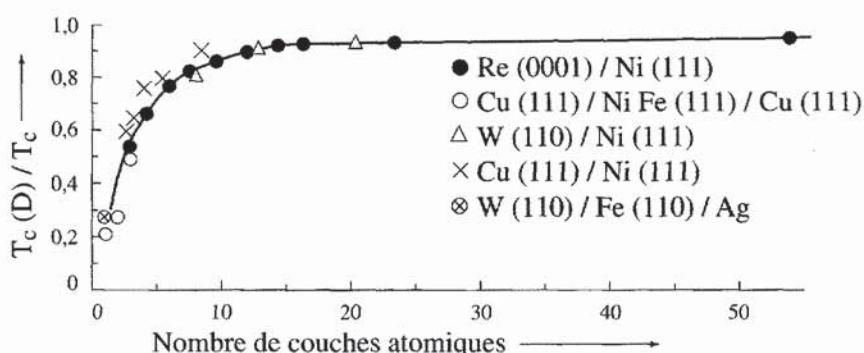


Figure 20.2 - Variation de température d'ordre en fonction de l'épaisseur pour différentes couches ultraminces de métal de transition, d'après [13]

Ces couches sont déposées sur des substrats métalliques :

le substrat est noté à gauche et le matériau en couche mince à droite.

Les couches minces présentent de façon générale des phénomènes d'anisotropie très importants. La première raison en est leur géométrie qui favorise une orientation de l'aimantation dans le plan de l'échantillon pour minimiser l'énergie magnétostatique : cette énergie d'anisotropie est souvent décrite sous la forme d'une anisotropie uniaxiale $E = -K \cos^2\theta$, où θ représente l'angle entre l'aimantation et la normale au plan de l'échantillon. Par définition, une valeur de K positive signifie une direction de facile aimantation perpendiculaire au plan de la couche. On peut également observer des phénomènes d'anisotropie magnétique dans le plan de l'échantillon, mais ceux-ci sont en général moins particuliers aux couches minces que ceux concernant la direction perpendiculaire au plan. Ces phénomènes sont intensivement étudiés, en particulier dans les couches de métaux de transition, car ils présentent un intérêt potentiel pour une utilisation dans le domaine de l'enregistrement magnéto-optique.

Il existe différentes sources d'anisotropie magnétique dans les couches minces. D'un point de vue phénoménologique, on sépare d'habitude ces différentes sources en des termes de volume et d'autres de surface. L'anisotropie effective d'une couche mince d'épaisseur t est écrite sous la forme : $K = K^{\text{eff}} = K_v + K_s/t$, où K_v (en J/m^3) représente l'anisotropie présente partout dans le volume de la couche et K_s/t représente la différence entre l'énergie des atomes de surface ou d'interface, et ceux de volume.

Expérimentalement, K_v et K_s sont déterminés à partir de la relation $Kt = K_v t + K_s$, en traçant Kt en fonction de l'épaisseur des couches magnétiques pour une série d'échantillons d'épaisseur variable. La figure 20.3 montre un tel tracé dans le cas de multicouches de composition $(\text{Co } t_{\text{Co}} \text{ nm} / \text{Pd } 1,1 \text{ nm})_n$, à titre d'exemple.

Dans cette série d'échantillons, on observe un basculement de la direction de facile aimantation pour une épaisseur de Co de 1,2 nm. Pour $t_{\text{Co}} < 1,2 \text{ nm}$, l'aimantation de la multicouche pointe spontanément perpendiculairement aux interfaces alors que pour $t_{\text{Co}} > 1,2 \text{ nm}$, l'aimantation est orientée dans le plan.

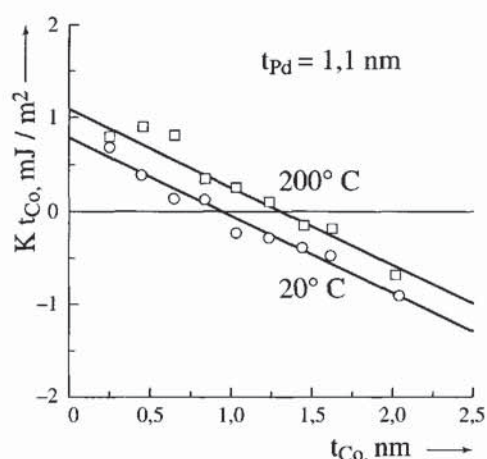


Figure 20.3 - Anisotropie magnétique par unité de surface et par couche de Co pour une multicouche $(\text{Co } t \text{ nm} / \text{Pd } 1,1 \text{ nm})_n$, d'après [14]

L'intersection avec l'axe y représente la somme des énergies d'anisotropie des deux interfaces de chaque couche de Co tandis que la pente est proportionnelle à l'énergie d'anisotropie de volume. Les températures indiquées sont celles du substrat pendant le dépôt des multicouches.

De telles réorientations de directions de facile aimantation en fonction des épaisseurs des couches ont été observées dans un grand nombre de couches minces et multicouches à base de métaux de transition [15].

Quelques exemples beaucoup étudiés sont les couches Co/Au (111) [11, 16], Co/Ni (111) [17], Co/Pd [18], Co/Pt [19], Co/Ru (001) [20], Fe (001)/métal noble (Ag [21], Au [22]), W (110)/Fe (110)/métal noble (Cu, Ag ou Au) [23]. Elles se manifestent par un changement important de la forme des cycles d'hystérésis mesurés au SQUID ou par effets magnéto-optiques Kerr polaire ou longitudinal. La figure 20.4 donne un exemple de tel changement dans le cas de sandwiches épitaxiés de composition Au/Co t_{Co} /Au.

L'anisotropie de surface de couches minces de métal de transition peut être relativement importante. Par exemple, aux interfaces des multicouches Co/Pd ou Co/Pt, elle est de l'ordre de 5 MJ/m^3 (c'est-à-dire environ $300 \mu\text{eV}/\text{atome de Co}$). Par comparaison [15], l'énergie d'anisotropie du Co massif n'est que de $0,85 \text{ MJ/m}^3$ ($65 \mu\text{eV}/\text{atome de Co}$), celle du Fe de $0,017 \text{ MJ/m}^3$, celle du Ni de $0,042 \text{ MJ/m}^3$. Elle est comparable à l'anisotropie de certains matériaux pour aimants permanents, YCo_5 : 5 MJ/m^3 , $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$: 12 MJ/m^3 .

Au niveau microscopique, il existe principalement deux sources d'anisotropie magnétique, c'est-à-dire deux types d'énergie qui introduisent un couplage entre l'aimantation du matériau et ses axes cristallographiques. La première est l'interaction dipolaire entre les moments atomiques qui est une fonction de la direction des deux spins en interaction et du rayon vecteur les séparant. La seconde est l'interaction spin-orbite qui couple le spin atomique à son moment orbital. Le moment orbital est lié au réseau cristallographique par la présence du champ électrostatique cristallin.

En effet, celui-ci confère aux orbitales atomiques des directions préférentielles. Le moment de spin étant lui-même couplé au moment orbital par le couplage spin-orbite, il en résulte un couplage entre l'aimantation du matériau et ses axes cristallographiques. On adopte communément une description plus macroscopique des effets

d'anisotropie dans les couches minces en considérant quatre contributions : l'anisotropie de forme, l'anisotropie magnétocristalline, l'anisotropie magnétoélastique, les effets de rugosité ou d'interdiffusion. Ces contributions sont détaillées ci-dessous.

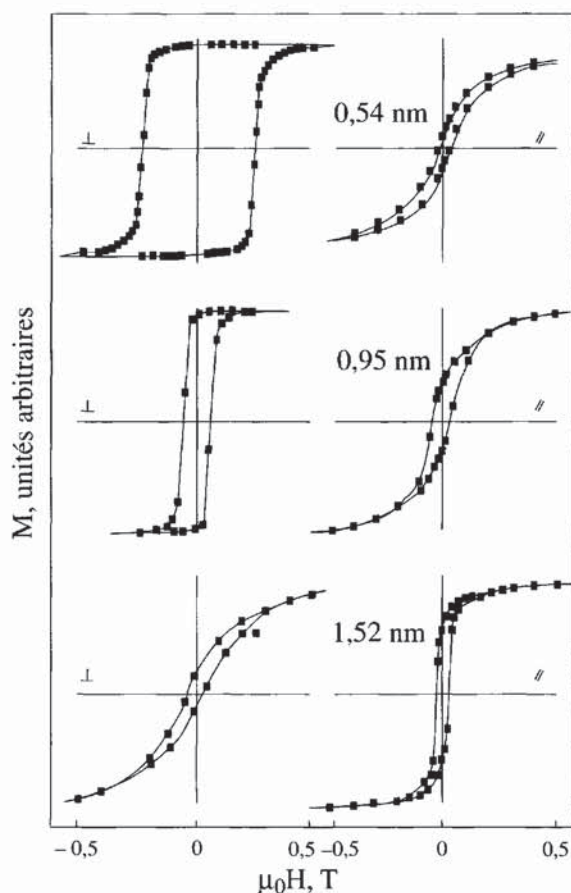


Figure 20.4 - Cycles d'hystérésis mesurés au SQUID à 10 K sur une série d'échantillons de composition Au / Co t_{Co} / Au avec $t_{Co} = 0,54, 0,95$ et $1,52$ nm, d'après [24]

3.5.1. Anisotropie de forme

Une couche mince peut être assimilée à un ellipsoïde de révolution extrêmement aplati. Le champ démagnétisant \mathbf{H}_d tend à maintenir l'aimantation dans le plan de l'échantillon. Le coefficient de champ démagnétisant perpendiculairement au plan est $N^\perp = 1$, alors que le champ démagnétisant est pratiquement nul lorsque l'aimantation demeure dans le plan de la couche. Pour une couche mince magnétique,

$E_d = -\frac{\mu_0}{2V} \int \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d dv = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \cos^2 \theta$ représente donc l'énergie d'anisotropie de forme par unité de volume. Dans cette expression, M_s représente l'aimantation spontanée du matériau et θ , l'angle entre l'aimantation et la normale au plan de

l'échantillon. Si ce terme est le seul terme d'anisotropie, le champ appliqué nécessaire pour saturer l'aimantation d'une couche mince perpendiculairement à son plan est donné en minimisant l'énergie totale $E = E_d - \mu_0 M_s H \cos \theta$ et en calculant la valeur de H pour laquelle $\cos \theta$ atteint l'unité. On trouve très simplement $H_{\text{sat}} = M_s$.

A température ambiante, pour saturer une couche de fer perpendiculairement à son plan, il faudrait appliquer un champ de 1718 kA/m (induction 2,16 T). Pour du cobalt, il faudrait 1 424 kA/m (induction 1,79 T), et pour du nickel, 484 kA/m (induction 0,608 T).

3.5.2. Anisotropie magnétocristalline

Celle-ci découle de l'interaction spin-orbite. Comme pour les cristaux massifs, la symétrie de la couche en volume détermine son anisotropie magnétocristalline de volume. Mais, outre le terme de volume, la brisure de symétrie en surface ou aux interfaces donne naissance à un terme supplémentaire d'anisotropie magnétocristalline de surface. Néel a été le premier à prédire, dans un modèle de paires, l'existence d'une anisotropie de surface de la forme $E_s = -K_s \cos^2 \theta$ [1].

Pour des couches à base de terres rares, l'anisotropie est en général très importante du fait de la valeur élevée du couplage spin-orbite dans ces systèmes. L'anisotropie de surface peut être relativement facile à décrire dans un modèle de charges ponctuelles. En considérant la charge portée par chaque ion de terre rare, on peut calculer le champ électrostatique régnant en surface et l'orientation privilégiée des orbitales atomiques dans ce champ. On en déduit alors l'anisotropie de surface.

Pour les couches de métaux de transition, les résultats sont beaucoup plus compliqués à interpréter quantitativement du fait du caractère itinérant du magnétisme de ces métaux et parce que le couplage spin-orbite est beaucoup plus faible que pour les terres rares [25]. Néanmoins, des modèles très élaborés permettent aujourd'hui de rendre compte quantitativement des anisotropies de surface observées à partir de calculs *ab initio* de structure de bandes [26]. Ces approches reposent sur un calcul en perturbation du couplage spin-orbite en identifiant précisément les orbitales qui contribuent le plus à l'anisotropie magnétocristalline [27]. On peut ainsi corréler au remplissage des sous-bandes de spins \uparrow ou \downarrow une tendance vers l'anisotropie planaire ou perpendiculaire.

3.5.3. Anisotropie magnétoélastique

Il s'agit de l'effet inverse de la magnétostriction (voir chapitre 12). La croissance épitaxiale d'une couche mince sur un substrat de maille cristallographique différente ou d'une multicouche comportant une alternance de couches de mailles différentes, engendre d'énormes contraintes internes pouvant dépasser plusieurs dizaines de GPa. Ces contraintes donnent naissance *via* le couplage magnétoélastique à des termes d'anisotropie.

On distingue habituellement deux situations :

- ♦ Si le désaccord de maille entre les deux matériaux en contact n'est pas trop grand, il y a alors une *déformation cohérente* de la maille des deux matériaux, l'un se retrouvant en compression, l'autre en dilatation. Les deux matériaux adoptent une maille cristallographique commune intermédiaire entre les mailles propres de chacun des deux matériaux. Cette situation s'observe avec les multicouches dont les couches individuelles sont suffisamment fines. La déformation est alors homogène dans le volume des couches. Cette déformation cohérente donne naissance à un terme d'anisotropie de volume.
- ♦ Si les couches deviennent plus épaisses, une déformation élastique cohérente de tout le volume des couches coûte trop d'énergie élastique. Chaque matériau préfère relaxer vers sa structure massive en créant un réseau de dislocations le long de l'interface qui permet d'accommoder le désaccord de maille. Ce régime est appelé *incohérent*. Comme la déformation engendrée dans ce régime reste localisée près de l'interface, elle donne naissance à une contribution de surface à l'anisotropie totale.

La figure 20.5 illustre ce changement d'un régime cohérent à incohérent en fonction de l'épaisseur de la couche pour une couche mince épitaxiée de Ni sur monocristal de Cu.

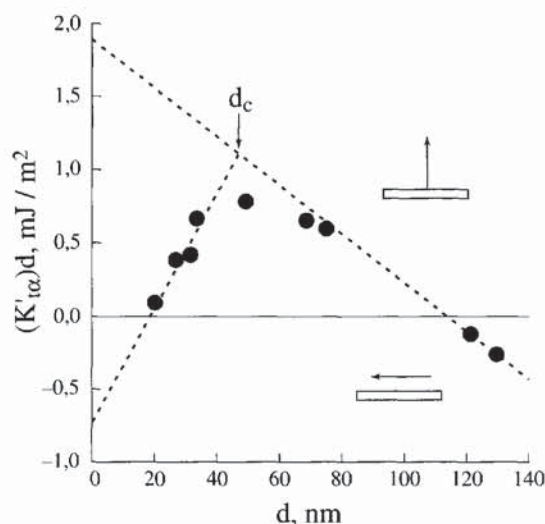


Figure 20.5 - Anisotropie de couches minces de Ni épitaxiées sur monocristal de Cu

La rupture de pente vers 4,5 nm indique le passage du régime cohérent aux faibles épaisseurs à incohérent aux fortes épaisseurs, d'après [28].

3.5.4. Effet de rugosité et d'interdiffusion

La croissance d'une couche mince ne se développe jamais selon le scénario idéal plan atomique par plan atomique. Les interfaces ont toujours une certaine rugosité caractérisée par la hauteur et la largeur de terrasses. La rugosité engendre des champs démagnétisants locaux qui réduisent l'anisotropie de forme par rapport à une surface idéale.

En ce sens, la rugosité tend à favoriser une anisotropie perpendiculaire au plan de la couche. L'anisotropie résultante varie comme l'inverse de l'épaisseur de la couche. Il

s'agit donc d'une contribution de surface [29]. La modification de l'environnement local en fonction de la position des atomes en milieu de terrasses, bord de terrasses, coin de terrasses, fond de cratère, modifie aussi les propriétés électroniques locales. Il peut en résulter des modifications de l'anisotropie de surface [30].

4. MÉCANISMES DE COUPLAGE DANS LES MULTICOUCHES MAGNÉTIQUES

Dans un matériau magnétique massif, il existe différents types de couplage entre moments magnétiques à l'échelle atomique. Les plus importants sont les interactions d'échange dans les métaux, de super-échange dans les isolants, et les interactions dipolaires. De même, dans les multicouches magnétiques, les mêmes termes d'énergie donnent naissance à des effets de couplage entre couches magnétiques, soit directement à travers l'interface, soit par l'intermédiaire d'une couche intermédiaire non-magnétique. Dans ce paragraphe, nous discuterons trois situations de couplage qui font l'objet d'une attention particulière :

- ♦ couplage direct par *trous d'épingle* ou d'origine dipolaire (mécanisme de pelure d'orange),
- ♦ couplage à travers une couche non-magnétique dans les multicouches formées d'une alternance de couches de métal de transition ferromagnétique et de couches de métal de transition ou noble non-magnétique (exemple Co/Cu),
- ♦ et couplages interfaciaux entre couches de métal de transition ferromagnétique et couches de terre-rare (exemple Fe/Tb).

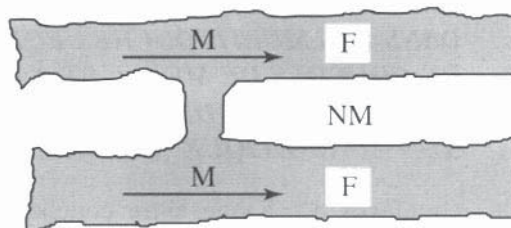
4.1. COUPLAGE DIRECT FERROMAGNÉTIQUE PAR TROUS D'ÉPINGLE OU PAR COUPLAGE DIPOLAIRE

Lors de la croissance d'une multicouche, il est très difficile d'obtenir le régime de croissance idéale épitaxiale plan par plan. Pour beaucoup d'études qui ne nécessitent pas une caractérisation soignée de la nanostructure de l'échantillon, on ne cherche même pas l'épitaxie. On réalise souvent les dépôts sur des substrats amorphes (verre, silicium recouvert d'un oxyde natif ...).

La structure en multicouche résultante présente alors beaucoup de défauts, en particulier une importante rugosité d'interfaces, voire des discontinuités de certaines couches. Dans une multicouche constituée de couches magnétiques séparées par des couches non magnétiques, la présence dans les couches non magnétiques de discontinuités (communément appelées *trous d'épingle* ou "pinholes" en anglais) donnent naissance à un contact direct entre les couches magnétiques qui résulte en un couplage ferromagnétique entre couches (figure 20.6).

Figure 20.6 - Couplage ferro-magnétique par trous d'épingle

Deux couches magnétiques (F) sont séparées par une couche non-magnétique (NM). Une épaisseur typique de la couche NM est de l'ordre de 1 à 3 nm.



Cette situation se rencontre souvent dans des multicouches élaborées par pulvérisation cathodique pour des épaisseurs de couches individuelles inférieures à environ 2 nm. La présence ou non de ces trous d'épingle dépend beaucoup des conditions de croissance et des matériaux considérés.

Une autre source de couplage ferromagnétique que l'on rencontre souvent dans les multicouches de qualité cristallographique moyenne est due au mécanisme de pelure d'orange décrit initialement par Néel [1]. Dans les multicouches, la rugosité des interfaces est en fait souvent corrélée d'une interface à l'autre par le fait même que l'épaisseur des couches est uniforme (figure 20.7).

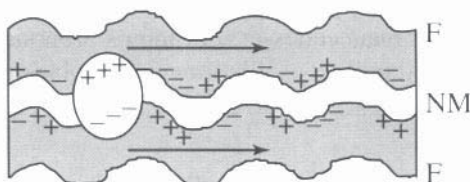


Figure 20.7 - Mécanisme du couplage de "la pelure d'orange"

Il existe une rugosité corrélée entre les interfaces. Lorsque les aimantations des 2 couches ferro-magnétiques adjacentes sont parallèles, des charges magnétostatiques de signes opposés apparaissent symétriquement sur les interfaces en regard (voir par exemple la zone entourée). L'interaction dipolaire favorable entre ces charges opposées donne naissance à un couplage ferromagnétique entre les aimantations des deux couches magnétiques.

Les charges magnétostatiques qui apparaissent alors aux interfaces interagissent d'une interface à l'autre donnant naissance à un couplage ferromagnétique entre couches magnétiques d'origine dipolaire. Quantitativement, en décrivant la rugosité interfaciale par une fonction sinusoïdale d'amplitude h (hauteur des terrasses), et de période L (double de la largeur des terrasses), on peut montrer dans le modèle de Néel que le couplage dipolaire résultant entre couches magnétiques à travers une couche non-magnétique d'épaisseur t_{NM} s'écrit [31] :

$$J = \frac{\pi^2}{\sqrt{2}} \frac{h^2}{L} \mu_0 M_{sat}^2 \exp\left(-2\pi\sqrt{2} \frac{t_{NM}}{L}\right).$$

Ce couplage est en général plus faible que le couplage direct dû aux trous d'épingles. Il se manifeste en général à des épaisseurs t_{NM} plus grandes, de l'ordre de 2 à 10 nm.

4.2. COUPLAGE À TRAVERS UNE COUCHE NON-MAGNÉTIQUE DANS LES MULTICOUCHES FORMÉES D'UNE ALTERNANCE DE COUCHES DE MÉTAL DE TRANSITION FERROMAGNÉTIQUE ET DE COUCHES DE MÉTAL DE TRANSITION OU NOBLE NON-MAGNÉTIQUE (EXEMPLE CO/CU)

Des couplages d'échange entre couches magnétiques à travers un métal non magnétique ont été observés fréquemment dans des multicouches de type $(F t_F / NM t_{NM})_n$ où F représente un métal de transition ferromagnétique (Fe, Co, Ni et la plupart de leurs alliages) d'épaisseur t_F et NM est un métal noble (Cu, Ag, Au) ou de transition non ferromagnétique (Cr, Mo, Ru, Re, Ir ...) d'épaisseur t_{NM} . Lorsque la qualité cristallographique des couches le permet, des oscillations de l'amplitude de ces couplages sont observées en fonction de l'épaisseur des couches séparatrices non magnétiques [32]. La période de ces oscillations est typiquement de l'ordre du nanomètre. Pour certaines épaisseurs t_{NM} , le couplage tend à favoriser une orientation spontanée parallèle des aimantations des couches magnétiques successives (couplage ferromagnétique). Pour d'autres épaisseurs, il tend à induire un alignement spontané antiparallèle des aimantations (couplage antiferromagnétique). Des oscillations d'amplitude de couplage ont aussi été observées en fonction de l'épaisseur t_F des couches magnétiques mais celles-ci sont moins prononcées et ne changent en général pas de signe. Un exemple d'oscillations de couplage en fonction de t_{NM} est donné, pour des tricouches $Ni_{80}Co_{20}/Ru/Ni_{80}Co_{20}$ [33], sur la figure 20.8.

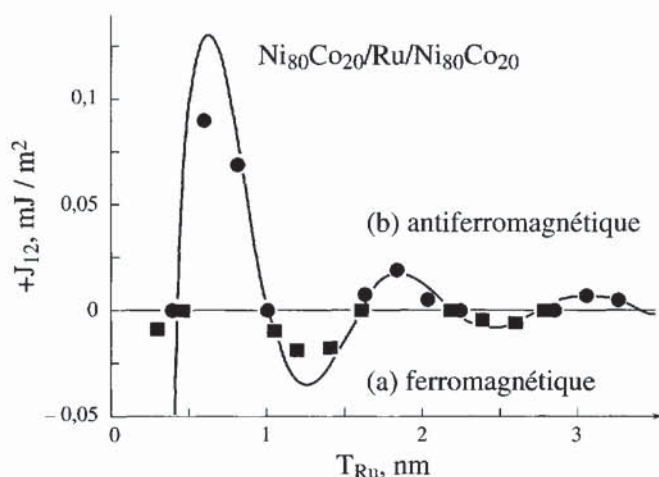


Figure 20.8 - Oscillations du couplage en fonction de l'épaisseur t_{Ru} de la couche séparatrice de Ru dans des tricouches $Ni_{80}Co_{20} / Ru / Ni_{80}Co_{20}$, d'après [33]

Ces couplages résultent d'une polarisation des électrons de la couche non-magnétique induite au contact des couches magnétiques. Dans les matériaux massifs, on sait qu'une impureté magnétique de Mn placée dans une matrice de Cu polarise la mer des électrons de conduction du Cu dans son voisinage. Les densités d'électrons de spin \uparrow et de spin \downarrow , au lieu d'être égales comme dans le Cu pur, présentent un léger

déséquilibre au voisinage de l'impureté donnant naissance à une polarisation résultante. Cette polarisation oscille avec un vecteur d'onde $2k_F$ (où k_F est le vecteur d'onde de Fermi) en s'atténuant en $1/r^3$ en fonction de la distance à l'impureté (voir chapitre 9). Ce sont les oscillations dites de Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida. Si une autre impureté magnétique se trouve à une certaine distance de la précédente, l'effet réciproque de couplage entre les électrons de conduction de la matrice et cette seconde impureté donne naissance à un couplage indirect entre les spins des deux impuretés, ferromagnétique ou antiferromagnétique suivant la distance qui les sépare.

Dans le cas de multicouches, le même mécanisme de couplage peut-être transcrit. La polarisation oscillante des électrons de la couche séparatrice non-magnétique est induite par les atomes magnétiques situés aux interfaces F/NM. En fonction de l'épaisseur t_{NM} , le couplage résultant entre couches magnétiques est soit ferromagnétique, soit antiferromagnétique. Des modèles théoriques ont permis de relier la période des oscillations à certains détails de la surface de Fermi [34]. On a également pu observer la superposition de plusieurs périodes d'oscillations dans des échantillons de très bonne qualité structurale.

4.3. COUPLAGE INTERFACIAL ENTRE COUCHES DE MÉTAUX DE TRANSITION FERROMAGNÉTIQUES ET DE TERRES RARES

Dans les matériaux magnétiques massifs, les alliages entre métaux de transition et terres rares occupent une place très importante car des propriétés exceptionnelles peuvent être obtenues en combinant les fortes aimantations à température ambiante des métaux de transition ferromagnétiques avec les fortes anisotropies des terres rares (matériaux pour aimants permanents, à très forte magnétostriction, à fort effet magnéto-optique). Dans ces alliages, le moment de la terre rare se couple ferromagnétiquement avec le moment du métal de transition pour les terres rares légères (bande 4f moins qu'à moitié pleine) et antiparallèlement pour les terres rares lourdes (bande 4f plus qu'à moitié pleine).

De façon similaire, les multicouches formées d'une alternance de couches de métal de transition ferromagnétique et de terres rares (en particulier Gd ou Tb) ont fait l'objet d'études approfondies. Dans les multicouches Fe/Gd ou Fe/Tb, un couplage antiferromagnétique existe à travers l'interface entre l'aimantation du Fe et celle de la terre rare lourde. Ce couplage est de même nature que celui observé dans les alliages homogènes de fer et de terres rares lourdes. Les multicouches (Fe/Gd) présentent donc un ordre ferrimagnétique macroscopique : en champ nul, chaque couche est ferromagnétique mais son aimantation est orientée antiparallèlement à celle de ses deux voisines. Lorsqu'un champ est appliqué, une transition se produit à un certain seuil (transition de *spin-flop*) entre une situation d'alignement antiparallèle des aimantations vers une situation où les aimantations des couches successives forment un certain angle de part et d'autre de la direction du champ. Sous champ plus intense, cet angle se ferme progressivement jusqu'à la saturation. Cette dernière est atteinte

lorsque l'énergie Zeeman associée au champ devient suffisante pour vaincre le couplage antiferromagnétique entre couches adjacentes.

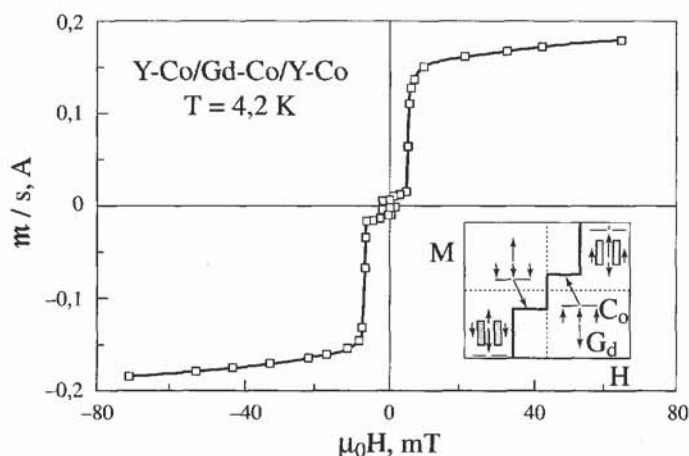


Figure 20.9 - Cycle d'hystérésis d'un sandwich tricouche à 4,2K [35]

Composition de la couche : YCo 100 nm / GdCo 100 nm / YCo 100 nm

Un système modèle permettant une étude détaillée de ce type de processus d'aimantation est la tricouche formée de couches d'alliages amorphes de $Y_{0,33}Co_{0,67}$ et de $Gd_{0,33}Co_{0,67}$ [35]. Le premier est un matériau ferromagnétique, le second est ferrimagnétique (les indices 0,33 et 0,67 seront omis dans la suite de la discussion). Ces deux matériaux ont de très faibles anisotropies en comparaison des énergies d'échange mises en jeu. En dessous de sa température de compensation, l'aimantation due au Gd est supérieure à celle due au Co, de sorte que l'aimantation résultante de l'alliage est parallèle à celle du Gd. L'intensité des interactions d'échange ferromagnétiques Co-Co est environ dix fois supérieure à celle des interactions antiferromagnétiques Gd-Co, elles-mêmes environ dix fois plus grandes que les interactions ferromagnétiques Gd-Gd. Dans un sandwich YCo/GdCo/YCo, l'aimantation du Co est couplée ferromagnétiquement à travers tout le sandwich et celle du Gd est couplée antiferromagnétiquement à celle du Co dans tout le volume de la couche. La figure 20.9 représente le cycle d'hystérésis d'une tricouche de composition YCo 100 nm / GdCo 100 nm / YCo 100 nm à 4,2 K. On a porté en ordonnées le moment magnétique par unité de surface, m/S exprimé en ampères.

En champ nul, ce système présente un ordre ferrimagnétique macroscopique analogue à celui décrit précédemment pour les multicouches Gd/Fe.

Lorsqu'un champ faible est appliqué, le moment résultant de ce système ferrimagnétique s'oriente parallèlement au champ appliqué. L'aimantation des couches d'YCo est alors parallèle à la direction du champ, et celle du GdCo lui est antiparallèle. Lorsque le champ augmente, l'aimantation du GdCo bascule dans l'hémisphère du champ (transition spin-flop). Mais ceci coûte de l'énergie d'échange car le basculement de

l'aimantation du GdCo entraîne la formation d'une paroi de Bloch dans l'aimantation du Co, comme illustré par la figure 20.10.

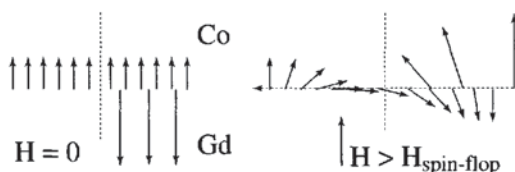


Figure 20.10 - Création d'une paroi de Bloch plane interfaciale lors de la transition spin-flop dans un sandwich YCo/GdCo/YCo [35]

Pour des champs appliqués supérieurs à $H_{\text{spin-flop}}$, l'aimantation de part et d'autre de l'interface tend à se saturer de plus en plus en direction du champ conduisant à une compression progressive de la paroi interfaciale. Quantitativement, le profil de la paroi est donné par un équilibre entre le couple de torsion créé par les interactions d'échange à l'intérieur de la paroi $\Gamma_{\text{éch}} = - (A/2)(\partial^2\theta/\partial x^2)$, et le couple dû au couplage de l'aimantation locale avec le champ appliqué $\Gamma_H = \mu_0 M(x)H \sin \theta$. $\theta(x)$ désigne l'angle que fait l'aimantation locale avec le champ appliqué, x est l'axe perpendiculaire au plan de l'interface située en $x = 0$, A est la constante d'échange (voir équation 5.1). Pour $x < 0$, $M(x) = M_1$, et pour $x > 0$, $M(x) = M_2$, où M_1 est l'aimantation de l'YCo et M_2 celle de GdCo. L'équilibre de ces deux couples $\Gamma_{\text{éch}} + \Gamma_H = 0$ conduit à l'équation de Sine Gordon : $A \partial^2\theta/\partial x^2 = 2\mu_0 M_1 H \sin \theta$ et $A \partial^2\theta/\partial x^2 = 2\mu_0 M_2 H \sin \theta$ respectivement pour $x < 0$ et pour $x > 0$.

Cette équation est très similaire à l'équation donnant le profil d'une paroi de Bloch dans un matériau ferromagnétique à la différence près que l'énergie Zeeman $\mu_0 MH$ remplace l'anisotropie uniaxiale K . Ces équations peuvent être facilement résolues analytiquement, si les deux milieux de part et d'autre de l'interface sont supposés semi-infinis ; on trouve une largeur de paroi : $\delta = \pi \sqrt{A(M_1 + M_2)/2\mu_0 M_1 M_2 H}$ et une énergie de paroi : $\gamma = 2\sqrt{2\mu_0 A H} (\sqrt{M_1} + \sqrt{M_2} - \sqrt{M_1 + M_2})$. On peut aussi montrer que toute l'approche à la saturation est gouvernée par la compression progressive de cette paroi plane macroscopique.

Le moment magnétique par unité de surface s'approche de la saturation suivant la loi : $m_{\text{sat}} - m(H) = 2\sqrt{2A/\mu_0 H} (\sqrt{M_1} + \sqrt{M_2} - \sqrt{M_1 + M_2})$. Une telle loi d'approche à la saturation en $(H)^{-1/2}$ a été observé expérimentalement sur une très large gamme de champs au-dessus de la transition spin-flop dans ces systèmes [35].

5. PROPRIÉTÉS DE TRANSPORT DE COUCHES MINCES ET MULTICOUCHES

5.1. GÉNÉRALITÉS SUR LE TRANSPORT ÉLECTRONIQUE DANS LES MÉTAUX

5.1.1. Image classique

Dans les atomes isolés non excités, les électrons sont liés au noyau. Ils occupent des états organisés en couches électroniques. Ces états correspondent à des niveaux d'énergie bien définis. Il faut une énergie minimale, l'énergie d'ionisation, pour arracher un électron à l'atome.

Lorsque les atomes sont rapprochés les uns des autres comme dans un cristal, on ne peut plus les considérer comme isolés. Un recouvrement se produit entre les trajectoires (les fonctions d'onde dans le langage de la mécanique quantique) des électrons occupant les couches les plus externes des atomes. Il en résulte un élargissement des niveaux d'énergie de ces électrons qui forment alors des bandes d'énergie au lieu de niveaux discrets.

Il en résulte également une délocalisation des électrons les plus périphériques. Ces électrons, au lieu de rester attachés chacun à un atome particulier, deviennent libres de se propager d'un atome à l'autre du cristal. On les appelle les *électrons libres* ou de *conduction*, car ce sont eux qui sont responsables de la circulation d'un courant électrique lorsqu'un champ électrique est appliqué au métal. En l'absence de champ électrique, ces électrons sont animés d'un mouvement aléatoire (mouvement brownien). Le module de la vitesse des électrons (v_F , vitesse de Fermi) dans ce mouvement aléatoire est extrêmement élevé, de l'ordre de $c/200$, où c représente la vitesse de la lumière. Néanmoins, comme la direction de la vitesse est aléatoire, la vitesse moyennée sur tous les électrons est nulle de sorte qu'aucun courant électrique macroscopique ne circule dans le métal. Lorsqu'on applique un champ électrique, les électrons subissent une très légère accélération dans la direction du champ électrique (la variation de vitesse due au champ électrique reste infime en comparaison de la vitesse aléatoire sans champ électrique).

En un temps extrêmement court (de l'ordre de 10^{-12} s), un régime stationnaire s'établit dans lequel l'accélération des électrons dans la direction du champ électrique est contrebalancée par des événements de diffusion aléatoire de ces électrons. Les centres diffuseurs sont constitués par tout ce qui rompt la symétrie de translation du cristal : impuretés, défauts cristallographiques, excitations du réseau (phonons), excitations magnétiques (magnons), interfaces, surfaces ... Le modèle classique de Drude permet simplement de rendre compte de ce régime stationnaire. Dans ce modèle, les électrons sont décrits comme des particules indépendantes de masse m^* et de charge e . En l'absence de champ électrique, les électrons sont animés d'un mouvement brownien comme les particules d'un gaz. Leur vitesse moyenne $\langle v_0 \rangle$

est nulle. Considérons alors l'effet d'un champ électrique \mathbf{E} sur un électron quelconque. Entre deux événements de diffusion, l'électron est soumis à une accélération $\gamma = e\mathbf{E}/m^*$. Si à l'instant t_0 l'électron se déplace à la vitesse \mathbf{v}_0 , à un instant t immédiatement ultérieur, il a acquis la vitesse $\mathbf{v} = (e\mathbf{E}/m^*)(t - t_0) + \mathbf{v}_0$. Si l'on moyenne maintenant sur tous les électrons, en assimilant pour chaque électron t_0 à l'instant d'un événement de diffusion et en définissant $\tau = \langle t - t_0 \rangle$ comme étant la durée moyenne entre deux événements de diffusion (équivalent d'un temps de vol), on obtient $\langle \mathbf{v} \rangle = e\mathbf{E}\tau/m^*$.

La quantité $\lambda = v_F\tau$ est le *libre parcours moyen* (lpm). C'est la distance que parcourt en moyenne un électron entre deux événements de diffusion. En appelant n la densité d'électrons de conduction, la densité de courant résultant de l'application du champ électrique est $\mathbf{j} = ne\langle \mathbf{v} \rangle = ne^2\mathbf{E}\tau/m^*$. La conductivité électrique σ , définie par $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$, est donc donnée par $\sigma = ne^2\tau/m^*$. Ce modèle a le mérite de la simplicité mais ne prend pas en compte la structure électronique réelle du matériau, en particulier l'existence de bandes d'énergie et d'une surface de Fermi qui joue un rôle très important, comme nous allons le voir, dans les propriétés de transport.

La vitesse de Fermi des électrons dans les métaux usuels est typiquement de l'ordre de 1 à 2×10^6 m/sec, c'est-à-dire de l'ordre de $c/200$ comme nous le disions plus haut. En revanche, la vitesse moyenne de dérive engendrée par le passage d'un courant est très faible. Par exemple, dans le cuivre, en supposant qu'il y a un électron de conduction par atome de Cu, on peut estimer la vitesse de dérive à 1 mm/sec pour une densité de courant de 10^7 A/m² soit inférieure par 9 ordres de grandeur à la vitesse de Fermi. A température ambiante, le lpm dans les métaux usuels est typiquement de l'ordre de un à quelques dizaines de nanomètres. A 300 K, les lpm sont de toute façon limités par la diffusion par les phonons.

A basse température, la densité de phonons est très faible. Ce sont principalement les défauts structuraux et éventuellement les surfaces ou interfaces dans le cadre de couches minces et de multicouches qui limitent les lpm. La valeur du lpm dépend alors principalement de la qualité cristallographique du matériau. Le rapport de résistivité $\rho(300\text{ K})/\rho(4,2\text{ K})$ entre la température ambiante et les basses températures donne une bonne idée de l'importance de la diffusion structurale d'un matériau. Il peut varier de l'ordre de 2 dans une couche mince métallique polycristalline élaborée par pulvérisation cathodique à 10^6 dans un très bon monocristal de fer ou de cuivre.

5.1.2. Description de la conductivité électrique dans le cadre d'un modèle de bandes, modèle du gaz d'électrons libres

Nous présentons ici les idées principales de cette description. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer aux deux ouvrages cités en référence [36, 37].

Dans un cristal, les états que peuvent occuper les électrons sont organisés en niveaux (électrons occupant les couches électroniques les plus internes) ou en bandes d'énergie (électrons des couches externes moins localisés). Du fait de la nature quantique des

électrons et en particulier à cause de leur caractère de fermion (spin 1/2), deux électrons ne peuvent occuper le même état (principe de Pauli).

A chaque matériau correspond un nombre total d'électrons bien défini \mathcal{N} qui est imposé par le numéro atomique Z des éléments constitutifs du matériau. Ces \mathcal{N} électrons occupent tous les états d'énergie compris entre les énergies les plus basses correspondant aux couches électroniques les plus internes jusqu'à une énergie maximale ϵ_F appelée énergie de Fermi. Cette énergie est définie par $\mathcal{N} = n(\epsilon_F)$ où la fonction $n(\epsilon)$, imposée par la structure électronique du matériau, représente le nombre d'états disponibles d'énergie inférieure à ϵ . Sa dérivée $N(\epsilon) = dn(\epsilon)/d\epsilon$ est la densité d'états d'énergie ϵ (voir § 3.2 du chapitre 8).

Dans l'espace réciproque, la surface définie par tous les vecteurs d'onde \mathbf{k} correspondant à l'énergie de Fermi s'appelle la surface de Fermi. A température nulle, l'occupation des états électroniques passe de 1 à 0 lorsque l'on traverse l'énergie de Fermi. A température finie, cette variation suit, en fait, la statistique de Fermi-Dirac. La probabilité d'occupation d'un état d'énergie ϵ est donnée par l'expression : $f(\epsilon) = [1 + \exp\{(\epsilon - \epsilon_F)/k_B T\}]^{-1}$.

La transition de 1 à 0 s'étale alors sur une bande d'énergie de l'ordre de $k_B T$, quantité en général très faible devant ϵ_F puisqu'à 300 K, $k_B T$ est de l'ordre de 1/40 eV alors que ϵ_F est de l'ordre de quelques eV dans les métaux magnétiques usuels. De même que, dans les atomes isolés, les couches électroniques sont toutes pleines sauf celles de plus haute énergie, dans les cristaux, la plupart des bandes d'énergie sont pleines. Seulement celles de plus hautes énergies sont partiellement pleines.

Pour les métaux de transition ferromagnétiques (Fe, Co, Ni et la plupart de leurs alliages), les bandes partiellement pleines sont les bandes 3d et 4sp. Pour les terres rares, il s'agit des bandes 4f et 5sp. Ce sont en général les électrons de ces bandes partiellement pleines qui sont responsables de la plupart des phénomènes physiques ou chimiques observés dans les matériaux.

Dans les atomes isolés, les couches sp sont les plus externes, les couches d et surtout f sont plus internes. En conséquence dans un cristal, le recouvrement des fonctions d'onde des électrons sp entre atomes voisins est relativement important alors que celui des électrons d est plus faible et celui des électrons f, quasiment nul. Il en résulte que les électrons sp sont très délocalisés et ont une grande mobilité dans le cristal, les électrons d sont un peu plus localisés et ont une plus faible mobilité. Les électrons f sont très localisés et n'ont pas de mobilité du tout. Ces derniers ne sont donc pas des électrons de conduction.

La mobilité électronique est quantitativement décrite par la masse effective m^* . Celle-ci est déterminée par la structure électronique du matériau.

Du fait de leur forte mobilité, les électrons sp sont les principaux responsables de la conductivité dans les métaux. Cette affirmation est à nuancer car, d'une part, la distinction entre électrons sp et d n'est pas toujours possible à cause de nombreux

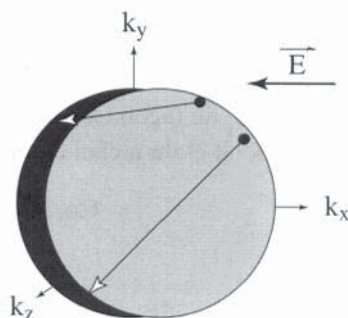
phénomènes d'hybridation entre bandes, et d'autre part, il a été prouvé que, dans le fer notamment, certains électrons de fort caractère d pouvaient avoir une mobilité supérieure à ceux de caractère sp [38].

Un modèle communément utilisé pour décrire ces électrons sp est le gaz d'électrons libres. Dans ce modèle, les électrons sont supposés indépendants. Leur énergie contient seulement le terme d'énergie cinétique $E = \hbar^2 k^2 / 2m^*$. La surface de Fermi est définie par l'ensemble des vecteurs d'onde $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ satisfaisant à $\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) / 2m^* = \epsilon_F$. Il s'agit donc d'une sphère centrée sur $\mathbf{k} = \mathbf{0}$.

Lorsqu'un champ électrique \mathbf{E} est appliqué dans la direction Ox , l'ensemble des électrons est accéléré dans la direction de \mathbf{E} , ce qui a pour effet de décaler la sphère de Fermi suivant l'axe k_x . Ce décalage libère une fine pellicule d'états vides d'énergie juste inférieure à ϵ_F (partie gauche de la sphère de Fermi sur la figure 20.11).

Figure 20.11 - Surface de Fermi sans champ électrique (gris foncé) et en présence d'un champ électrique appliqué (gris clair)

Les flèches blanches représentent des événements de diffusion entraînant des transitions entre états occupés d'énergie juste supérieure à ϵ_F et états vacants d'énergie juste inférieure à ϵ_F . Le décalage des sphères a été volontairement exagéré.



Les électrons dont l'énergie dépasse ϵ_F (partie droite de la sphère de Fermi) subissent alors des événements de diffusion qui les ramènent vers les états vides d'énergie juste inférieure à ϵ_F (transitions illustrées par les flèches blanches sur la figure 20.11). Un raisonnement analogue à celui du modèle de Drude permet de montrer que le décalage $\delta \mathbf{k}$ des deux surfaces de Fermi est donné par $\hbar \delta \mathbf{k} = e \mathbf{E} \tau$. Ce décalage est par ailleurs directement relié à la vitesse moyenne de dérive des électrons engendrée par le champ électrique : $m^* \langle \mathbf{v} \rangle = \hbar \delta \mathbf{k}$. On en déduit la même expression de la conductivité que par le modèle de Drude.

Un point important à noter est que les événements de diffusion qui sont responsables de la résistivité du matériau se produisent tous à l'énergie de Fermi. Les densités d'état au niveau de Fermi jouent donc un rôle déterminant dans les propriétés de transport. D'une façon générale, d'après la règle d'Or de Fermi, plus la densité d'état est importante au niveau de Fermi, plus la probabilité de diffusion d'un électron sur un centre diffuseur est importante.

5.1.3. Modèle à deux courants, diffusion dépendante du spin dans les métaux de transition magnétique

Dans les métaux de transition, les bandes partiellement pleines sont les bandes sp et d . En particulier pour les métaux $3d$ ferromagnétiques, il s'agit des bandes $3d$ et $4sp$. Les électrons sont porteurs d'un spin $1/2$. Ils possèdent donc deux états possibles de spin : \downarrow ou \uparrow . La très grande majorité des événements de diffusion n'affectent pas le spin des électrons. Les principales sources de diffusion avec retournement de spin sont en effet l'interaction spin-orbite et la diffusion par les magnons. L'interaction spin-orbite est faible pour les métaux $3d$, considérés comme relativement légers. La densité de magnons augmente avec la température. Elle est quasiment nulle à très basse température et reste relativement faible à température ambiante tant que la température de Curie du matériau reste bien supérieure à 300 K . En conséquence, on peut considérer que les deux familles d'électrons, les électrons de spin \uparrow et ceux de spin \downarrow , conduisent le courant en parallèle et ne se mélangent pas. La conductivité totale est donnée simplement par la somme des conductivités de ces deux familles d'électrons : $\sigma = \sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}$. C'est le modèle à deux courants de Mott.

Par ailleurs, de façon très schématique, on peut représenter la structure de bandes du fer, du cobalt et du nickel comme ci-dessous :

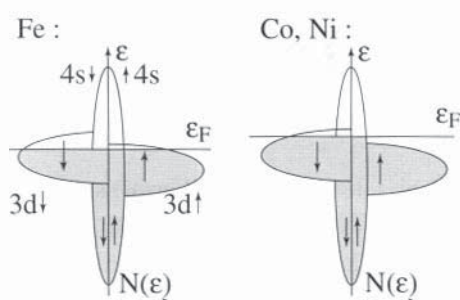


Figure 20.12

Représentation schématique de la structure de bandes des métaux de transition ferromagnétiques (Fe, Co, Ni)

Les sous-bandes $3d$ associées aux électrons de spin \downarrow et \uparrow présentent un décalage en énergie caractéristique du magnétisme de ces métaux. Ce décalage représente l'énergie d'échange entre spins. Le nickel et le cobalt sont appelés ferromagnétiques forts car le niveau de Fermi coupe seulement la sous-bande minoritaire $3d_{\downarrow}$. Le fer est un ferromagnétique faible, car le niveau de Fermi intercepte les deux sous-bandes d . Du fait de ces décalages de bande, les densités d'états d sont très

différentes au niveau de Fermi pour les deux espèces d'électrons. Lorsque les électrons sont diffusés, il en résulte que les probabilités de diffusion des deux espèces d'électrons sont également très différentes. Le rapport de ces probabilités dépend du rapport des densités d'état à ϵ_F pour les deux types d'électrons dans le voisinage des centres diffuseurs.

A titre d'exemple dans le Permalloy (alliage magnétique de composition $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ utilisé pour sa haute perméabilité), la diffusion des électrons \downarrow peut être 5 à 10 fois plus élevée que celle des électrons \uparrow ce qui implique, en terme de libre parcours moyen : $\lambda_{\uparrow}/\lambda_{\downarrow} \approx 5$ à 10 (typiquement $\lambda_{\uparrow} = 6\text{ nm}$ et $\lambda_{\downarrow} = 1\text{ nm}$ à 300 K). Cette diffusion dépendante du spin est à l'origine du phénomène de magnétorésistance

géante dans les multicouches magnétiques à base de métal de transition (voir paragraphe 5.3.2).

5.2. EFFET DE TAILLE FINIE SUR LA CONDUCTIVITÉ DE COUCHES MINCES MÉTALLIQUES

A l'image d'un fluide visqueux, le champ de vitesse de dérive des électrons ne peut pas varier de manière discontinue. Lorsque la conductivité est localement perturbée par exemple par la présence d'une surface ou d'une interface avec un autre matériau, la conductivité relaxe vers sa valeur non perturbée sur une distance caractéristique égale au lpm. Cet effet est décrit par l'équation de transport de Boltzmann dont l'adaptation aux couches minces constitue la théorie de Fuchs-Sondheimer.

Dans une multicouche (A/B) comportant une alternance de couches métalliques A et B ayant des conductivités massives différentes σ_A et σ_B , pour un courant circulant parallèlement aux plans des couches, il serait incorrect de simplement considérer que les couches sont connectées en parallèle sauf dans la limite où les épaisseurs des couches individuelles seraient bien supérieures aux libres parcours moyens.

La conductivité varie localement comme illustré sur la figure 20.13. A l'intérieur de chaque couche individuelle, la conductivité tend à relaxer vers sa valeur dans le matériau massif correspondant mais cette relaxation se fait sur une échelle de longueur égale au lpm. Si l'épaisseur des couches est comparable à ces lpm, ce qui est souvent le cas expérimentalement (épaisseurs de l'ordre de un ou quelques nanomètres), la conductivité locale peut-être très différente de la conductivité massive. La conductance totale de la structure est l'intégrale sur toute l'épaisseur de la multicouche de ces conductivités locales.

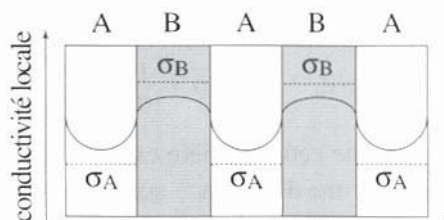


Figure 20.13 - Variations locales de conductivité d'une multicouche

La multicouche est composée d'une alternance périodique de couches métalliques A et B de conductivités massives σ_A et σ_B dans la direction perpendiculaire aux interfaces. Le courant est supposé circuler parallèlement aux interfaces.

De même, dans une couche mince d'épaisseur d limitée par deux surfaces planes, la conductivité locale dépend de la distance aux surfaces extérieures et de la diffusion sur ces surfaces. Deux situations extrêmes peuvent se produire au niveau des surfaces extérieures :

- ♦ si la surface est parfaitement lisse, les électrons sont réfléchis spéculairement à la manière d'un faisceau lumineux sur un miroir parfait,
- ♦ si les surfaces sont très rugueuses, les électrons sont réfléchis de manière parfaitement diffuse, c'est-à-dire avec égale probabilité dans toutes les directions de

l'hémisphère interne à la couche. L'analogie optique serait la réflexion diffuse d'un faisceau lumineux sur une surface dépolie. Entre ces deux cas extrêmes, toutes les situations intermédiaires sont possibles, les électrons pouvant être réfléchis de façon spéculaire avec une probabilité p et de façon diffuse avec une probabilité $(1 - p)$.

Dans le cas d'une réflexion spéculaire parfaite, la conductivité est uniforme et égale à la conductivité du matériau massif.

Dans le cas d'une diffusion parfaitement diffuse, la conductivité locale est nulle au voisinage immédiat de la surface et augmente lorsque l'on s'éloigne des interfaces. Suivant la théorie de Fuchs-Sondheimer, la conductivité moyenne de la couche est

donnée par : $\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 - \frac{3}{2k} \int_1^\infty \left(\frac{1}{u^3} - \frac{1}{u^5} \right) [1 - \exp(-ku)] du$, où la variable u d'intégration est l'inverse du cosinus de l'angle d'incidence des électrons sur la surface et $k = d/\lambda$, λ étant le lpm électronique. Cette expression peut s'exprimer de façon simplifiée dans les deux cas limites suivants :

$$\blacklozenge \text{ si } \lambda \ll d, \quad \rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{m^* v_F}{ne^2} \left(\frac{1}{\lambda} + \frac{3}{8d} \right) \quad \text{et}$$

$$\blacklozenge \text{ si } \lambda \gg d, \quad \rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{4m^* v_F}{3ne^2} \left[d \left(\ln \frac{\lambda}{d} + 0.423 \right) \right]^{-1}$$

Notons que cette dernière expression n'est plus valable dans la limite $\lambda \rightarrow \infty$ car elle conduit à une divergence non physique de la conductivité d'une couche mince malgré la présence de diffusion en surface. Les théories quantiques de la conductivité ne conduisent pas à une divergence. Dans la théorie semi-classique, la divergence est due aux électrons circulant parfaitement parallèlement aux interfaces. Ces électrons échappent à la diffusion interfaciale. Néanmoins, ils sont interdits en mécanique quantique du fait du principe d'incertitude de Heisenberg. D'un point de vue pratique, les théories semi-classiques semblent donner des interprétations correctes des résultats expérimentaux sur les couches minces jusqu'à des épaisseurs de l'ordre de $\lambda/10$. Au delà, les descriptions quantiques sont nécessaires pour ne pas sous-évaluer la diffusion par les surfaces et interfaces.

5.3. MAGNÉTORÉSISTANCE DES COUCHES MINCES ET MULTICOUCHES MÉTALLIQUES MAGNÉTIQUES

5.3.1. Anisotropie de la magnétorésistance dans les métaux de transition ferromagnétiques massifs et en couches minces

Découvert en 1857 par W. Thomson à Glasgow, ce phénomène a attendu plus d'un siècle avant d'être utilisé pour la réalisation de capteurs de champ magnétique. Il

consiste en la différence de résistivité locale d'un matériau magnétique suivant que le courant circule parallèlement (résistivité $\rho_{//}$) ou perpendiculairement (résistivité ρ_{\perp}) à l'aimantation locale. La différence relative $(\rho_{//} - \rho_{\perp})/\rho_{//}$ peut être de l'ordre de 5% à température ambiante dans des alliages NiFe ou NiCo et atteindre 20% à basse température [39]. De plus, dans la très grande majorité des cas $\rho_{//} > \rho_{\perp}$. La résistivité locale varie continûment en fonction de l'angle θ entre l'aimantation locale et le courant suivant la loi : $\rho = (\rho_{//} + \rho_{\perp})/2 + [\cos^2\theta - (1/2)](\rho_{//} - \rho_{\perp})$.

Dans un échantillon massif désaimanté, si l'on suppose une distribution isotrope de domaines magnétiques, la résistivité en champ nul est donnée par une moyenne statistique de la résistivité locale calculée sur toutes les orientations locales de

l'aimantation par rapport au courant : $\bar{\rho} = \int_0^{\pi} \rho(\theta) \sin \theta d\theta / \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta = \frac{\rho_{//} + 2\rho_{\perp}}{3}$.

Dans un échantillon en couche mince désaimanté, l'aimantation locale reste en général dans le plan de l'échantillon du fait de l'anisotropie de forme propre à ces systèmes. La moyenne sur toutes les directions d'aimantation dans le plan conduit alors à une

résistivité en champ nul donnée par : $\bar{\rho} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \rho(\theta) d\theta = \frac{\rho_{//} + \rho_{\perp}}{2}$.

Si l'on considère une couche mince ferromagnétique possédant une anisotropie uniaxiale bien définie (par exemple une couche mince de Permalloy $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), ses cycles d'hystérésis ont alors les allures représentées sur la figure 20.14 suivant que le champ est appliqué parallèlement ou perpendiculairement à l'échantillon :

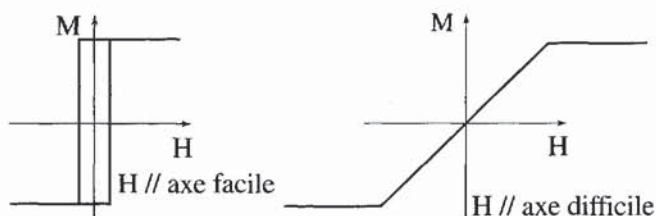


Figure 20.14 - Représentation schématique des cycles d'hystérésis d'une couche mince ferromagnétique ayant une anisotropie uniaxiale bien définie

Lorsque le champ est appliqué parallèlement à l'axe de facile aimantation, l'aimantation se retourne par un mécanisme de nucléation de domaines et propagation de parois. Le retournement de l'aimantation au champ coercitif peut alors être très abrupt. Lorsque le champ est appliqué parallèlement à l'axe de difficile aimantation, l'aimantation est tirée par le champ de façon élastique hors de la direction de facile aimantation. Jusqu'à ce que la saturation soit atteinte, pour $H_{\text{sat}} = 2K_u/M_s$, l'aimantation varie linéairement avec le champ selon la loi : $M = M_s^2 H / 2K_u$. Dans ce cas, le mécanisme d'aimantation est une rotation continue de l'aimantation entre la saturation positive et la saturation négative.

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).

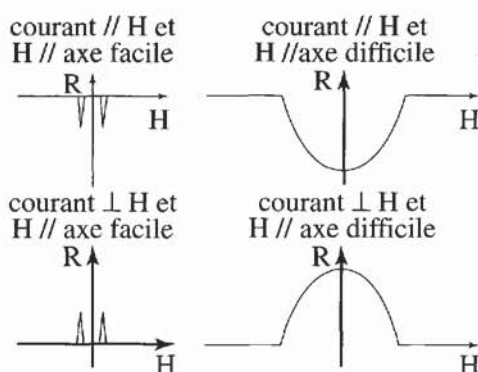


Figure 20.15 - Représentation schématique de l'anisotropie de la magnétorésistance d'une couche mince ferromagnétique ayant une anisotropie uniaxiale bien définie

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.

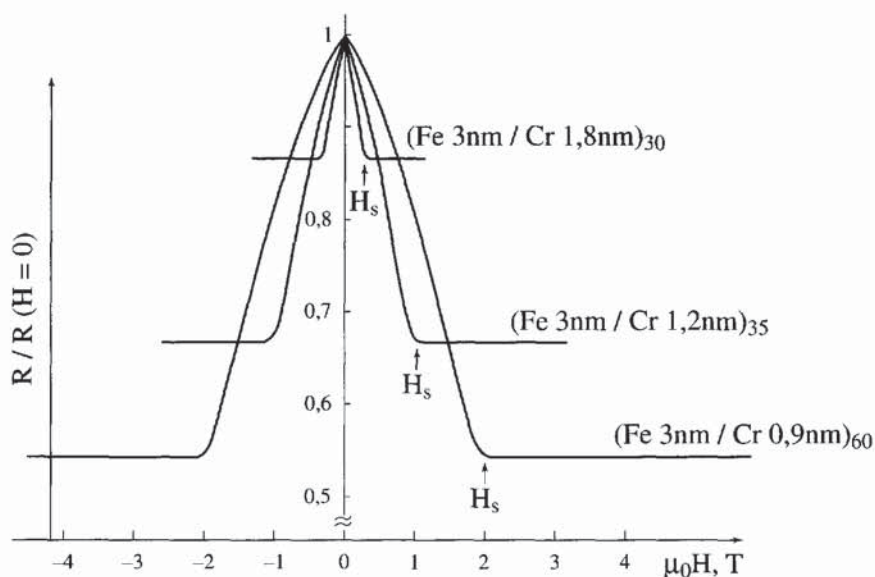


Figure 20.16 - Résistance normalisée en fonction du champ magnétique

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 $\Delta R/R = (R - R_{\text{sat}})/R_{\text{sat}}$ 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 $(\Delta R/R)/H_{\text{sat}}$.

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 ;

- ♦ dans le volume ou aux interfaces des couches magnétiques, les électrons subissent des événements de diffusion dont la section efficace dépend du spin des électrons (voir § 5.1.3) ;
- ♦ l'orientation relative des aimantations dans les couches magnétiques successives peut être modifiée soit parce que ces couches sont couplées de façon antiferromagnétique à travers le métal non magnétique, soit en piégeant magnétiquement certaines couches par des techniques appropriées.

Considérons une multicouche constituée de couches de métal magnétique séparées par des couches de métal non magnétique (par exemple $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20} \text{ 3 nm/Cu 1 nm}]_n$). Quand les aimantations de toutes les couches de NiFe sont parallèles, les électrons \uparrow ont un long libre parcours moyen partout dans la structure. Ils conduisent donc beaucoup de courant. Les électrons \downarrow , eux, participent peu à la conduction. L'effet de court-circuit dû aux électrons de spin \uparrow conduit néanmoins à un état de basse résistivité. Si les épaisseurs des couches constitutives de la multicouche sont beaucoup plus faibles que les lpm et en appelant ρ_{\uparrow} et ρ_{\downarrow} les résistivités associées aux deux familles d'électrons dans le métal magnétique, la résistivité équivalente de la multicouche dans la configuration magnétique parallèle est égale à : $\rho_p = \rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}/(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})$. En revanche, lorsque l'on se trouve dans la configuration magnétique antiparallèle, les deux espèces d'électrons sont cette fois fortement diffusées dans l'une ou l'autre des couches magnétiques, conduisant à une plus forte résistivité électrique.

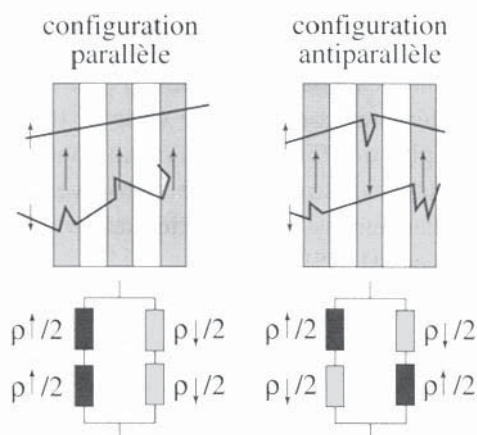


Figure 20.17 - Mécanisme de la magnétorésistance géante

Les couches grises représentent les couches magnétiques de NiFe, les couches claires, celles de Cu. Les électrons sont faiblement diffusés si leur spin est parallèle à l'aimantation locale et fortement dans le cas contraire. En dessous, schémas de résistances équivalentes dans les deux configurations magnétiques.

La résistivité équivalente dans cette configuration devient $\rho_{ap} = (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})/4$. L'amplitude de magnétorésistance géante est alors donnée par :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_{ap}} = \left(\frac{\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} \right)^2 = \left(\frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \right)^2 \quad \text{où} \quad \alpha = \frac{\rho_{\uparrow}}{\rho_{\downarrow}}$$

Qualitativement, on peut distinguer trois types de multicouches à magnétorésistance géante selon la manière dont est contrôlé le changement de configuration magnétique de parallèle à antiparallèle.

5.3.4. Les différents types de multicouches à magnétorésistance géante

Les multicouches couplées antiferromagnétiquement

L'exemple type est la multicouche (Fe/Cr) dans laquelle l'effet de GMR a été mis en évidence pour la première fois [41]. Les champs de saturation de ce type de systèmes sont malheureusement souvent trop grands pour les applications. Quand l'épaisseur de la couche non-magnétique (ici le Cr) varie, la magnétorésistance oscille entre une valeur finie et zéro, à cause des oscillations du couplage qui est tantôt ferromagnétique, tantôt antiferromagnétique selon l'épaisseur de Cr. La magnétorésistance est importante lorsque le couplage est antiferromagnétique (configuration antiparallèle en champ nul et parallèle à saturation) mais pratiquement nulle lorsque le couplage est ferromagnétique (configuration toujours parallèle). Le tableau 20.1 résume les caractéristiques de magnétorésistance des principaux systèmes connus couplés antiferromagnétiquement.

Table 20.1 - Caractéristiques de la magnétorésistance géante de systèmes couplés antiferromagnétiquement

Multicouches	Références	MR	T	$\mu_0 \Delta H_{\max}^{\text{MR}}$	Prépa.
(Fe3 nm / Cr 0,9 nm) ₄₀	[41]	92%	4,2	2	EJM
Cr10 nm / (Fe1,4 nm / Cr 0,8 nm) ₅₀	[42]	150%	4,2	2	P.
Fe 5 nm / (Co 0,8 nm / Cu 0,9 nm) ₆₀ / Fe	[43, 44]	115%	4,2	1,3	P.
(NiFe / Cu)	[46]	25%	4,2	1,5	P.
(NiFe 2 nm / Ag 1 nm)	[47]	50%	4,2	0,1	P. 77 K
(Co 0,6 nm / Ag 2,5 nm)	[48, 49]	41%	77	1	EJM
(Co ₇₀ Fe ₃₀ 0,4 nm / Ag 1,5 nm)	[50]	100%	4	0,3	P. 77 K

T est la température de mesure en kelvin, $\Delta H_{\max}^{\text{MR}}$ représente la variation de champ nécessaire à l'observation de l'amplitude totale de GMR, en tesla. Prépa. indique le mode d'élaboration des échantillons (EJM = épitaxie par jet moléculaire, P = pulvérisation cathodique).

Ces données montrent que l'amplitude de GMR (exprimée en %) varie considérablement d'un système à l'autre. L'amplitude de GMR est une caractéristique de chaque couple métal magnétique / métal non-magnétique et non pas de chacun des constituants considérés séparément. Notons la variété des techniques utilisées pour la préparation de ces échantillons. La pulvérisation cathodique est souvent celle qui donne les meilleurs résultats, ce qui, du point de vue des applications, constitue un atout important.

Parmi ces différentes multicouches, les NiFe/Ag semblent les plus prometteuses pour des applications en micro-électronique magnétique. En effet, ce sont ces multicouches qui présentent les plus fortes amplitudes de GMR associées à des

champs de saturation suffisamment faibles. A température ambiante, l'amplitude de GMR de multicouches (NiFe 2,5 nm / Ag 1,1 nm)₅₀ est de 15% pour un champ de saturation de l'ordre de 12 kA/m [46]. De plus, ces multicouches sont très stables du point de vue structural contrairement à NiFe/Cu par exemple dans lesquelles la miscibilité du NiFe et du Cu conduit à une interdiffusion importante. Les propriétés magnétorésistives des multicouches (NiFe / Ag) s'améliorent après des recuits allant jusqu'à 250°C (augmentation de l'amplitude de GMR, diminution du champ de saturation donc augmentation de la sensibilité). On peut ainsi obtenir après recuits des sensibilités de l'ordre de 2,5%/kAm⁻¹ (0,2%/Oe) ce qui est très intéressant du point de vue des applications.

Les multicouches à double coercitivité

En l'absence de couplage antiferromagnétique entre couches magnétiques, une autre façon de produire un changement de configuration magnétique consiste à utiliser, dans l'empilement de la multicouche, deux matériaux ferromagnétiques de coercitivités différentes (par exemple Ni₈₀Fe₂₀ et Co dans une multicouche dont la période élémentaire serait Ni₈₀Fe₂₀/Cu/Co/Cu [51]). Quand le champ appliqué varie de la valeur qui sature positivement l'échantillon à la valeur qui le sature négativement, l'aimantation de la couche magnétique la plus douce (de plus faible coercitivité) se retourne avant celle de la couche la plus dure. Il existe donc une plage de champs entre les deux champs coercitifs dans laquelle les aimantations des couches magnétiques sont orientées antiparallèlement. Des amplitudes de magnétorésistance de 16% dans 4 kA/m ont été obtenues dans ce type de systèmes à 300 K.

Les vannes de spin

Les sandwiches appelés *vannes de spin* (en anglais : "spin-valves"), sont constitués de deux couches magnétiques (F₁ et F₂) séparées par une couche de métal non-magnétique (NM). De plus, l'aimantation de la couche F₂ est piégée par interaction d'échange avec une couche antiferromagnétique adjacente (FeMn, Ni_{1-x}Co_xO, TbCo, IrMn, PtMn, NiMn) [45, 52, 53]. A titre d'exemple, les figures 20.18-a,-b,-c montrent le cycle d'hystérésis et la magnétorésistance à température ambiante d'une vanne de spin de composition : Si / Ta 5 nm / NiFe 6 nm / Cu 2,2 nm / NiFe 4 nm / FeMn 7 nm / Ta 5 nm [45]. Sur une échelle dilatée, la figure 20.18-c montre la réponse magnétorésistive lorsque le champ varie entre ± 4 kA/m.

Le cycle d'hystérésis de ces systèmes est composé de deux cycles. L'un centré autour de 0,48 kA/m avec une coercitivité de l'ordre de 80 A/m correspond au retournement de la couche non piégée. Le second, décalé autour de 32 kA/m et avec une coercitivité de l'ordre de 8 kA/m correspond au retournement de la couche couplée au FeMn. Quand le champ évolue entre ± 80 kA/m, l'orientation relative des aimantations des couches magnétiques change : elle est parallèle en dessous de ≈ 320 A/m et au-dessus de ≈ 48 kA/m et antiparallèle entre ≈ 640 A/m et ≈ 20 kA/m. Le décalage de 480 A/m de la couche de NiFe non piégée indique la

présence d'un faible couplage ferromagnétique entre couches de NiFe à travers le Cu probablement dû au mécanisme de la "pelure d'orange" (voir § 4). La résistance de la structure varie très rapidement au moment du retournement de l'aimantation de la couche libre (non piégée).

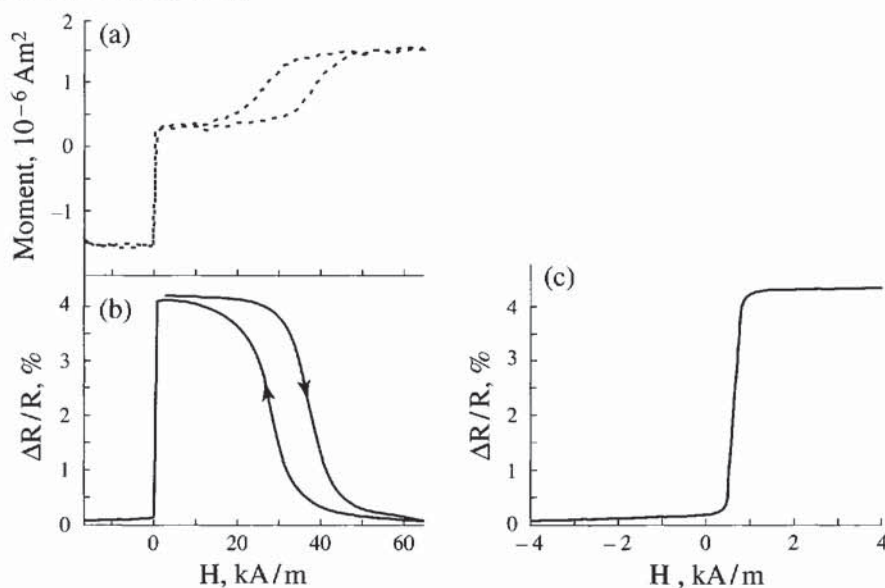


Figure 20.18 - Cycle d'hystérésis (a) et magnétorésistance (b) à 300 K d'une vanne de spin de composition : Si/Ta 5 nm/NiFe 6 nm/Cu 2,2 nm/NiFe 4 nm/FeMn 7 nm/Ta 5 nm (c) magnétorésistance à champ faible [45]

Des sensibilités $\Delta R/(R\Delta H)$ dépassant $25\%/kA\cdot m^{-1}$ ont été obtenues dans ce type de systèmes. Ces très fortes sensibilités font des vannes de spin des candidats de tout premier plan pour la réalisation de têtes de lecture magnétorésistives pour l'enregistrement magnétique à haute densité. De fait, depuis 1998, les vannes de spin sont utilisées dans les têtes des disques durs d'ordinateurs. La densité d'information stockée sur ces derniers dépasse maintenant $1 \text{ Gbit}/cm^2$.

5.4. EFFET TUNNEL D'ÉLECTRONS DE SPIN POLARISÉ

Ce type d'expériences consiste à faire passer un courant à travers une fine couche isolante (d'épaisseur de 2 à 3 nm) séparant deux électrodes magnétiques. Les différences de densités d'états au voisinage du niveau de Fermi liées au caractère magnétique des électrodes conduisent à une polarisation résultante des électrons tunnel. Le contrôle de l'alignement relatif des aimantations des électrodes de part et d'autre de la jonction permet de faire varier la conductance tunnel de la jonction. Des expériences d'effet tunnel depuis un métal magnétique vers un supraconducteur ont permis de mesurer la polarisation des électrons qui subissent l'effet tunnel à partir de différents matériaux magnétiques [54, 55]. Les taux de polarisation obtenus sont présentés dans le tableau 20.2.

**Tableau 20.2 - Taux de polarisation des électrons tunnels
dans différents matériaux magnétiques**

Eléments	Fe	Co	Ni	Gd
Taux de polarisation	44%	+ 34%	+ 11%	+ 4%

Ces taux sont déterminés à partir d'expériences d'effet tunnel entre une électrode du matériau magnétique considéré et une couche supraconductrice d'aluminium à travers l'alumine, d'après [54, 55].

Jullière, le premier, a étudié la magnétorésistance de jonctions MOM (M = métal magnétique, O = barrière d'oxyde) [56]. Il observe que la conductance tunnel est plus importante (d'environ 12% dans ses structures à 4 K) lorsque les aimantations des électrodes sont parallèles que lorsqu'elles sont antiparallèles. Une théorie de cet effet a été proposée par Slonczewski [57]. Cette théorie consiste à calculer en mécanique quantique la probabilité de transmission d'un électron à travers une barrière de potentiel supposée rectangulaire en fonction des vecteurs d'onde de part et d'autre de la barrière. La transmission à travers la barrière est supposée ne pas affecter le spin des électrons ce qui est une hypothèse raisonnable pour des barrières non magnétiques et ne comprenant pas d'impuretés magnétiques. Ces probabilités sont ensuite sommées pour les deux populations d'électrons (spin \downarrow et \uparrow) dans la configuration magnétique parallèle et antiparallèle. Le changement relatif de conductance tunnel G est alors donné par : $\Delta G / G = 2P_1P_2$ où P_1 et P_2 sont les polarisations respectives dans les deux électrodes.

Depuis ces premières études, un effort important a été entrepris pour tenter d'améliorer la qualité des barrières tunnel et augmenter l'amplitude de l'effet de vanne magnétique (changement de courant tunnel en fonction de l'orientation relative des aimantations des électrodes). De nombreux matériaux isolants ou semi-conducteurs ont été testés (Al_2O_3 , MgO , NiO , CoO , Ta_2O_5 , SiO_2 , Ge , BN). A ce jour, les meilleurs résultats ont été obtenus pour des barrières d'oxyde d'aluminium Al_2O_3 [58, 59]. La technique d'élaboration consiste à déposer d'abord l'électrode métallique, puis une couche d'aluminium d'environ 2 nm. Ce dépôt est effectué de préférence à basse température pour obtenir la rugosité la plus faible possible et pour éviter la formation de composés définis entre le métal de transition et l'aluminium. La couche d'aluminium est ensuite oxydée soit par un plasma d'oxygène soit simplement dans une atmosphère d'oxygène. La figure 20.19 donne un exemple des résultats obtenus.

Des variations de courant tunnel de 50% à température ambiante ont été observées dans ce type de structure. La maîtrise de l'élaboration de ces jonctions reste néanmoins difficile avec des métaux de transition ferromagnétiques. Par ailleurs, des phénomènes de claquage électrique se produisent dès que des tensions supérieures à 1 ou 2 volts sont appliquées. Néanmoins, ces structures pourraient constituer à l'avenir de bons candidats pour réaliser des mémoires magnétiques (Magnetic Random Access Memory).

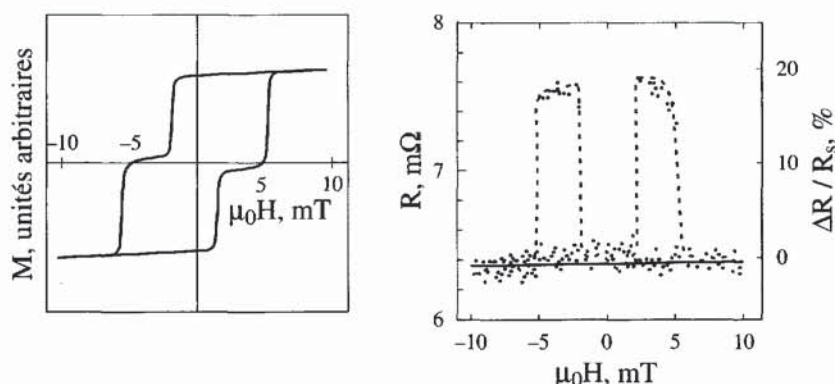


Figure 20.19 - Cycle d'hystérésis et magnétorésistance d'une jonction tunnel de composition Fe/Al₂O₃/Fe, d'après [60]

5.5. APPLICATIONS DES COUCHES MINCES ET MULTICOUCHES MAGNÉTIQUES

Les applications des couches minces magnétiques sont multiples et représentent un marché important. Elles ont stimulé en grande partie la recherche dans ce domaine. Les technologies d'enregistrement magnétique ou magnéto-optique ont en particulier beaucoup bénéficié des développements sur les couches minces.

Parmi les principales applications de ces matériaux, nous citerons les milieux (*media*) pour l'enregistrement magnétique, ceux pour l'enregistrement magnéto-optique, les matériaux doux, les matériaux magnétostrictifs, les matériaux magnétorésistifs.

5.5.1. Media pour l'enregistrement magnétique

La densité d'information stockée sur les disques durs d'ordinateur a augmenté continûment à un taux de 30% par an pendant pratiquement deux décennies jusqu'en 1990. Depuis 1991, cette progression est passée à 60% par an. Les *media* magnétiques sont des couches minces d'alliages magnétiques de relativement forte coercitivité (actuellement le champ coercitif est de l'ordre de 0,2 T). Ces milieux sont polycristallins, la taille des cristallites est de l'ordre de 1 à 2 nm. Les matériaux les plus performants actuellement pour l'enregistrement magnétique planaire sont des couches minces d'alliages ternaires ou quaternaires du type Co₇₄Cr₁₇Pt₅Ta₄ déposés sur des couches minces de Cr ou d'alliages Cr₈₀Mo₂₀. Ces matériaux permettent actuellement d'atteindre des densités de stockage proches de 1 Gbit/cm². A ces densités, un *bit* d'information est constitué par un domaine rectangulaire dont la taille est de l'ordre de 0,2 μm × 0,7 μm.

Les critères qui définissent un bon matériau pour l'enregistrement magnétique aux fortes densités sont une forte aimantation rémanente, un fort champ coercitif (compatible néanmoins avec la possibilité d'écriture), et un bon découplage magnétique entre les cristallites constitutifs du matériau afin de permettre des transitions magnétiques

abruptes d'un bit à l'autre. Des recherches importantes portent actuellement sur les couches minces de ferrites. Les interactions de super-échange étant à très courte portée dans ces oxydes de fer, elles permettent d'obtenir des transitions très franches entre domaines magnétiques à la frontière des cristallites et donc un très bon rapport signal/bruit dans ces matériaux.

5.5.2. *Media pour l'enregistrement magnéto-optique*

Il s'agit de matériaux à anisotropie magnétique perpendiculaire au plan de la couche et présentant un fort effet Kerr polaire. L'aimantation dans chaque *bit* d'information pointe dans un sens ou dans l'autre suivant la normale au plan du disque. La lecture se fait à l'aide d'un faisceau laser focalisé, polarisé rectilignement. Lors de la réflexion sur la surface du *media*, le plan de polarisation de la lumière tourne dans un sens ou dans l'autre suivant le sens de l'aimantation locale. La taille du spot laser étant limitée par les effets de diffraction optique, on a intérêt à travailler aux courtes longueurs d'onde pour augmenter la densité de stockage sur les disques magnéto-optiques.

Jusqu'à présent, les matériaux les plus communément utilisés étaient des alliages amorphes à base de terres rares du type $(\text{Tb}, \text{Gd})_x(\text{Fe}, \text{Co})_{1-x}$ avec $0,2 < x < 0,3$. Ces matériaux donnent une bonne rotation Kerr (de l'ordre de 0,2 à 0,4 degrés) pour une longueur d'onde de l'ordre de 633 nm. Cependant, cette rotation Kerr diminue sensiblement aux plus courtes longueurs d'onde. Par ailleurs, la technologie mise en œuvre pour l'élaboration de ces matériaux est assez coûteuse de sorte que l'enregistrement magnéto-optique n'a pas réellement percé (en tout cas pour l'instant) par rapport à l'enregistrement magnétique. Les efforts portent actuellement sur les multicouches Co/Pt ou les alliages ordonnés FePt constitués d'une alternance d'un plan atomique de Fe et d'un plan atomique de Pt. Ces systèmes présentent de très fortes anisotropies perpendiculaires associées à une forte rotation Kerr dans le domaine du bleu. Ils présentent donc un intérêt certain comme *media* magnéto-optique.

5.5.3. *Matériaux doux*

La micro-électronique magnétique requiert souvent l'usage de matériaux magnétiquement doux qui servent en général de guide de flux magnétique. C'est le cas par exemple des matériaux pour pièces polaires de têtes d'écriture ou de lecture utilisées dans l'enregistrement magnétique. Les caractéristiques de ces matériaux doivent être une forte aimantation à saturation pour produire un fort champ magnétique dans l'entrefer au moment de l'écriture ($B > 1 \text{ T}$), une forte perméabilité ($\mu > 1000$) pour l'efficacité du circuit magnétique, une faible magnétostriction ($\lambda_s < 10^{-6}$) et une faible coercitivité ($H_c < 20 \text{ A/m}$) pour un faible bruit, une anisotropie bien définie pour un bon contrôle de la structure en domaines, une forte résistivité ($\rho > 20 \mu\Omega\text{cm}$) pour de bonnes performances à haute fréquence. Ces matériaux doivent par ailleurs être résistants à l'abrasion, à la corrosion et à l'oxydation. Les matériaux souvent utilisés sont les alliages Permalloy (type $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), le fer ou le nitrure de Fe, ou CoFeCu, CoFeCr. Ces matériaux peuvent être stratifiés pour abaisser les pertes par

courants de Foucault aux hautes fréquences. Des matériaux amorphes du type CoZr avec adjonction de Nb ou Re sont parfois utilisés. Ces matériaux sont déposés par diverses techniques : dépôt par électrolyse, évaporation, ou pulvérisation cathodique.

5.5.4. Matériaux magnétostrictifs

Certains alliages à base de terres rares de la forme R-Fe (R = terre rare) et en particulier Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe₂ connu sous le nom de Terfenol-D présentent des magnétostrictions considérables atteignant 2×10^{-3} à température ambiante. Cette magnétostriction est due à la combinaison d'une forte interaction spin-orbite et d'une distribution anisotrope de la charge des électrons 4f des ions terres rares dans ces matériaux. De nombreuses études sont en cours visant à utiliser ces matériaux dans des micro-actionneurs (générateurs de déplacement) : à l'état amorphe, les couches R-Co présentent de meilleures performances magnétostrictives que les couches R-Fe. Le lecteur est invité à se reporter au § 4 du chapitre 18 pour plus d'informations.

5.5.5. Matériaux pour usage micro-ondes

Ces matériaux sont utilisés soit comme guides d'onde dans des dispositifs micro-ondes, par exemple les grenats d'Yttrium Y₃Fe₅O₁₂, soit pour absorber les micro-ondes par exemple dans les fours micro-ondes ou pour l'absorption des ondes radars (furtivité).

5.5.6. Matériaux magnétorésistifs

Ils interviennent dans la réalisation de capteurs de champs magnétiques, car ils permettent de convertir une variation de champ magnétique en variation de résistance électrique. La principale application concerne les têtes de lecture magnétorésistives pour l'enregistrement magnétique à haute densité, mais on les rencontre également dans les capteurs de positionnement linéaire ou angulaire pour l'industrie automobile ou encore dans la billetterie. Le principe utilisé est soit l'effet d'anisotropie de la magnétorésistance (AMR : changement de résistivité d'un matériau magnétique en fonction de l'angle entre son aimantation et le courant de mesure le traversant) soit la magnétorésistance géante (GMR : changement de résistance électrique en fonction de l'angle relatif des aimantations de couches magnétiques voisines). Pour les capteurs basés sur l'AMR, les matériaux les plus communément utilisés sont des alliages Permalloy (de composition voisine de Ni₈₀Fe₂₀, Ni₈₀Co₂₀). Pour les têtes de lecture magnétorésistives dans lesquelles les champs à mesurer sont de l'ordre du millitesla, les matériaux sont les vannes de spin (*spin valves*). Pour les autres types de capteurs tels que ceux pour l'industrie automobile, les champs de fonctionnement peuvent être plus élevés (10^{-2} tesla). Des matériaux en multicouches tels que les multicouches de période (NiFe 2nm / Ag 1 nm) présentent de bonnes caractéristiques pour ces applications.

RÉFÉRENCES

- [1] L. NÉEL, Œuvres Scientifiques (1978) Éditions du CNRS, Paris ; *C.R. Acad. Sci.* (1955) **241**, 533 ; *J. Phys. Rad.* (1968) suppl. **29**, C2-87) ; *C. R. Acad. Sci.*(1962) **255**, 1545 et 1676 ; *J. Appl. Phys.* (1965) **36**, 944 ; *I.E.E.E. Trans on Magn.* (1965) **1**, 10 ; *J. Phys. Rad.* (1954) **15**, 225 ; *Ann. de Physique* (1967) **2**, 61.
- [2] A. MARTY, S. ANDRIEU, *J. Physique IV*, Colloque C7, 6, (1996) 3. Livres : J.W. MATTHEWS éd., *Epitaxial Growth* (1975) Materials Science Series, Academic Press.
- [3] L.I. MAISSEL, M.H. FRANCOMBE, *An introduction to thin films* (1973) Gordon and Breach Science Publishers, New York.
- [4] K.L. CHOPRA, *Thin film phenomena* (1969) Mac Graw Hill, New-York ; L.I. MAISSEL, R. GLANG, *Handbook of thin film technology* (1970) Mac Graw Hill, New York ; J.L. VOSSEN, W. KERN (1978) *Thin film processes*, Academic Press, New-York ; O'HANLON, *User's guide to vacuum technology* (1980) John Wiley & sons, New-York.
- [5] U. GRADMANN, *J. Magn. Magn. Mater.* (1991) **100**, 481.
- [6] A.J. FREEMAN, RU-QIAN WU, *J. Magn. Magn. Mat.* (1991) **100**, 497.
- [7] R. WIESENDANGER, H.J. GUNTHERODT, *Surface science* (1990) **235**, 1.
- [8] V.L. MORUZZI, P.M. MARCUS, *Phys. Rev. B* (1989) **39**, 10.
- [9] D. PESCIA, M. STAMPANONI, G.L. BONA, A. VATERLAUS, R.F. WILLIS, D.F. MAIER, *Phys. Rev. Lett.* (1987) **58**, 2126 ; R. ALLENSPACH, A. BISCHOF, *Phys. Rev. Lett.* (1992) **69**, 3385.
- [10] W.A.A. MACEDO, W. KEUNE, *Phys. Rev. Lett.* (1988) **61**, 475 ; J. THOMASSEN, F. MAY, B. FELDMANN, M. WUTTIG, H. IBACH, *Phys. Rev. Lett.* (1992) **69**, 3831.
- [11] C. CHAPPERT, P. BRUNO, *J. Appl. Phys.* (1988) **64**, 5736 ; C. CHAPPERT, K. LE DANG, P. BEAUVILLAIN, H. HURDEQUINT, D. RENARD, *Phys. Rev. B* (1986) **34**, 3192.
- [12] H.E. STANLEY, *Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena* (1971) Oxford University Press, New York ; P. KUMAR, *Phys. Rev. B* (1974) **10**, 2928 ; T.C. LUBENSKY, M.H. RUBIN, *Phys. Rev. B* (1975) **12**, 3885.
- [13] V. GRADMANN, *Magnetism in ultrathin transition-metal films*, in *Handbook of Magnetic Materials* (1993) **7**, éd. K. H. J. Buschow, North holland.
- [14] F.J.A. DEN BROEDER, W. HOVING, P.H.J. BLOEMEN, *J. Magn. Magn. Mater.* (1991) **93**, 562.
- [15] W.J.M. DE JONGE, *Ultrathin magnetic structures I* (1994) Springer Verlag, J.A.C. Bland, B. Heinrich éds., Berlin, New York.
- [16] F.J.A. DEN BROEDER, D. KUIPER, A.P. VAN DE MOSSELAER, W. HOVING, *Phys. Rev. Lett.* (1989) **60**, 2769.
- [17] G.H.O. DAALDEROP, P.J. KELLY, F.J.A. DEN BROEDER, *Phys. Rev. Lett.* (1992) **68**, 682.
- [18] F.J.A. DEN BROEDER, W. HOVING, P.J.H. BLOEMEN, *J. Magn. Magn. Mater.* (1991) **93**, 562 ; B.N. ENGEL, C.D. ENGLAND, R.A. VAN LEEUWEN, M.H. WIEDMAN, C.M. FALCO, *Phys. Rev. Lett.* (1991) **67**, 1910.
- [19] C.J. LIN, G.L. GORMAN, C.H. LEE, R.F.C. FARROW, E.E. MARINERO, H.V. DO, H. NOTARYS, C.J. CHIEN, *J. Magn. Magn. Mater.* (1991) **93**, 194 ; N.W.E. MCGEE, M.T. JOHNSON, J.J. DE VRIES, J. VAN DE STEGGE, *J. Appl. Phys.* (1993) **73**, 3418.

- [20] A. DINIA, K. OUNADJELA, A. ARBAOUI, G. SURAN, D. MULLER, P. PANISSOD, *J. Magn. Magn. Mater.* (1992) **104-107**, 1871.
- [21] B. HEINRICH, Z. CELINSKI, J.F. COCHRAN, A.S. ARROTT, K. MYRTLE, *J. Appl. Phys.* (1991) **70**, 5769 ; R. KRISHNAN, M. PORTE, M. TESSIER, *J. Magn. Magn. Mater.* (1992) **103**, 47.
- [22] S. ARAKI, *Mater. Res. Soc. Proc.* (1989) **151**, 123.
- [23] H.J. ELMERS, T. FURUBAYASHI, M. ALBRECHT, U. GRADMANN, *J. Appl. Phys.* (1991) **70**, 5764.
- [24] C. CHAPPERT, P. BRUNO, *J. Appl. Phys.*, **64** (1988) 5736.
- [25] G.H.O. DAALDEROP, Magnetic anisotropy from first principles, in *Ultrathin magnetic structures I* (1994) Springer Verlag, J.A.C.Bland, B.Heinrich éd., Berlin, New York.
- [26] DING-SHENG WANG, R. WU, A.J. FREEMAN, *Phys. Rev. B* (1993) **47**, 14932.
- [27] D.S.WANG, R. WU AND, A.J. FREEMAN, *Phys. Rev. Lett.* (1993) **70**, 869.
- [28] R. JUNGBLUT, M.T. JOHNSON, J.A. DE STEGGE, F.J.A. DEN BROEDER, *J. Appl. Phys.* (1994) **75**, 6424.
- [29] P. BRUNO, *J. Appl. Phys.* (1988) **64**, 3153.
- [30] H.J.G. DRAISMA, F.J.A DEN BROEDER, W.J.M. DE JONGE, *J. Appl. Phys.* (1988) **63**, 3479.
- [31] J.C.S KOOLS, *J. Appl. Phys.* (1995) **77**, 2993.
- [32] S.S.P. PARKIN, N. MORE, K.P. ROCHE, *Phys. Rev. Lett.* (1990) **64**, 2304.
- [33] S.S.P. PARKIN, D. MAURI, *Phys. Rev. B* (1991) **44**, 7131.
- [34] P. BRUNO, C. CHAPPERT, *Phys. Rev. Lett.* (1991) **67**, 1602 ; *Phys. Rev. Lett.* (1991) **67**, 2592 ; *Phys. Rev. B* (1992) **46**, 261.
- [35] B. DIENY, D. GIVORD, J.M.B. NDJAKA, *J. Magn. Magn. Mater.* (1991) **93**, 503.
- [36] J.M. ZIMAN, *Theory of solids* (1972) Cambridge University Press.
- [37] N.W. ASHCROFT, N.D. MERMIN, *Solid State Physics* (1976) Saunders College Publishing.
- [38] M.B. STEARNS, *J. Magn. Magn. Mater.* (1992) **104-107**, 1745.
- [39] T.R.MC GUIRE, R.I.POTTER, *IEEE Trans. on Magnetism* (1975) **11**, 1018.
- [40] D.A. THOMPSON, L.T. ROMANKIW, A.F. MAYADAS, *IEEE Trans. on Magnetism* (1975) **11**, 1039.
- [41] M.N. BAIBICH, J.M. BROTO, A. FERT, F. NGUYEN VAN DAU, F. PETROFF, P. ETIENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH, J. CHAZELAS, *Phys. Rev. Lett.* (1988) **61**, 2472.
- [42] E. FULLERTON, M.J. CONOVER, J.E. MATTSON, C.H. SOWERS, S.D. BADER, *Appl. Phys. Lett.* (1993) **63**, 1699.
- [43] D.H. MOSCA, F. PETROFF, A. FERT, P.A. SCHROEDER, W.P. PRATT, R. LOLOE, *J. Magn. Magn. Mater.* (1991) **94**, L-1.
- [44] S.S.P. PARKIN, R. BHADRA, K.P. ROCHE, *Phys. Rev. Lett.* (1991) **66**, 2152.
- [45] B. DIENY, V.S. SPERIOSU, S.S.P. PARKIN, B.A. GURNEY, D.R. WILHOIT, D. MAURI, *Phys. Rev. B* (1991) **43**, 1297.
- [46] B. RODMACQ, P. MANGIN, C. VETTIER, *Europhys. Lett.* (1991) **15**, 503 ; B. RODMACQ, G. PALUMBO, P. GERARD, *J. Magn. Magn. Mater.* (1993) **118**, L11.

- [47] S.S.P. PARKIN, *Appl. Phys. Lett.* (1992) **60**, 512 ; S.S.P. PARKIN, R. BHADRA, K.P. ROCHE, *Phys. Rev. Lett.* (1991) **66**, 2152.
- [48] S.ARAKI, Y.NARUMIYA, *J. Magn. Magn. Mater.* (1993) **126**, 521.
- [49] S.F. LEE, W.P. PRATT JR, R. LOLOE, P.A. SCHROEDER, J. BASS, *Phys. Rev. B* (1992) **46**, 548.
- [50] O. REDON, J. PIERRE, B. RODMACQ, B. MEVEL, B. DIENY, *J. Magn. Magn. Mater.* (1995) **149**, 398.
- [51] T. SHINJO, H. YAMAMOTO, *J. Phys. Soc. Japan* (1990) **59**, 3061.
- [52] B. DIENY, V.S. SPERIOSU, J.P. NOZIERES, B.A. GURNEY, A. VEDYAYEV, N. RYZHANOVA, in *Magnetism and structure in systems of reduced dimension* (1993) R. Farrow *et al*, éditeurs, NATO ASI series, series B : Physics vol.309, Plenum Press ; B. DIENY, V.S. SPERIOSU, S. METIN, S.S.P. PARKIN, B.A. GURNEY, P. BAUMGART, D. WILHOIT, *J. Appl. Phys.* (1991) **69**, 4774 ; B. DIENY, P. HUMBERT, V.S. SPERIOSU, B.A. GURNEY, *Phys. Rev. B* (1992) **45**, 806.
- [53] J.C.S. KOOLS, *I.E.E.E. Trans. Magn.* (1996) **32**, 3165.
- [54] P.M. TEDROW, R. MESERVEY, *Phys. Rev. Lett.* (1971) **26**, 192 ; P.M. TEDROW, R. MESERVEY, *Phys. Rev. B* (1973) **7**, 318.
- [55] R. MESERVEY, D. PARASKEVOPOULOS, P.M. TEDROW, *Phys. Rev. Lett.* (1976) **37**, 858 ; *J. Appl. Phys.* (1978) **49**, 1405 .
- [56] M.J ULLIERE, *Phys. Lett.* (1975) **54 A**, 225 .
- [57] J.C. SLONCZEWSKI, *Phys. Rev. B* (1989) **39**, 6995.
- [58] J.S. MOODERA, L.R. KINDER, T.M. WONG, R. MESERVEY, *Phys. Rev. Lett.* (1995) **74**, 3273.
- [59] W.J. GALLAGHER, S.S.P. PARKIN, Y. LU, X.P. BIAN, A. MARKLEY, R.A. ALTMAN, S.A. RISHTON, K.P. ROCHE, C. JAHNES, T.M. SHAW, X. GANG, *J. Appl. Phys.* (1997) **81**, 3741.
- [60] T. MIYAZAKI, N. TEZUKA, *J. Magn. Magn. Mater.* (1995) **139**, L231.

CHAPITRE 21

LES PRINCIPES DE L'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE

L'enregistrement magnétique repose sur le phénomène de rémanence, c'est-à-dire la possibilité d'inscrire au sein d'un matériau des configurations d'aimantation stables ou métastables. Le milieu qui supporte l'information constitue donc le cœur de tout système d'enregistrement (on parle aussi de mémoire). On lui adjoint bien entendu des moyens d'écriture, d'effacement et de lecture.

La première partie de ce chapitre décrit les principes de base et présente un rapide panorama des procédés d'enregistrement magnétique effectivement utilisés de nos jours qui, tous, font appel à des couches minces pour des raisons d'accessibilité.

La deuxième partie traite des milieux supports : milieux particuliers, ou granulaires, dans lesquels l'information est inscrite sous la forme de régions aimantées de taille largement supérieure à celle des grains, à ne pas confondre avec des domaines, et milieux homogènes, sans défauts et non coercitifs, où l'utilisation directe des domaines dans des configurations d'équilibre se prête bien au stockage de l'information numérique avec l'avantage d'autoriser le transport de cette information au sein du milieu, ce dernier restant fixe (mémoires à bulles), contrairement aux systèmes à bandes ou à disques où l'information n'est accessible que par le déplacement du milieu.

La troisième partie est consacrée aux procédés d'écriture. On décrira le procédé magnétique (ou inductif) dans lequel l'aimantation est inscrite par un champ appliqué de façon très locale à l'aide d'une tête dite d'écriture (qui pourra en général être aussi utilisée pour la lecture). Le procédé thermomagnétique qui fait appel au chauffage localisé du milieu par impact laser avec application simultanée d'un champ magnétique, est associé aux mémoires dites magnéto-optiques.

Enfin, la quatrième et dernière partie est consacrée à la lecture magnétique. Dans le procédé inductif, l'information est en général lue par la tête d'écriture tandis que le procédé magnétorésistif met en œuvre une tête spécialisée qui ne peut pas servir à l'écriture, mais qui en revanche conduit indirectement à un gain notable sur la densité limite de stockage.

1. INTRODUCTION

Le père de l'enregistrement magnétique est l'ingénieur danois W. Poulsen qui fit, dès 1898, la démonstration d'un appareil baptisé *télégraphone*, ancêtre de nos modernes magnétophones. Le télégraphone comportait un petit électroaimant préfigurant nos actuelles têtes d'écriture et de lecture et le milieu d'enregistrement était un simple fil d'acier dur (corde à piano).

L'invention du procédé d'enregistrement *analogique à courant porteur* ("ac-biasing") par Carlson et Carpenter en 1921, procédé redécouvert et amélioré par des ingénieurs allemands pendant la deuxième guerre mondiale, ainsi que la mise au point de divers types de *bandes magnétiques* sont les progrès décisifs* qui ont conduit au développement industriel de l'enregistrement analogique, audio (dès 1948), et vidéo (à partir de 1951).

Par ailleurs, le développement des premiers ordinateurs faisait apparaître au début des années 1950 la nécessité de stocker l'information *numérique* d'une manière qui concilie capacité et rapidité d'accès. C'est la firme IBM qui mit au point la première mémoire à *disque*, le RAMAC qui mettait déjà en œuvre les principes essentiels des mémoires à disques actuelles.

2. PANORAMA DES DIVERS PROCÉDÉS D'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE

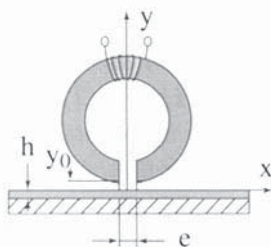


Figure 21.1 - Principe de l'enregistrement magnétique longitudinal

Le procédé le plus courant est l'enregistrement dit longitudinal. Son principe est illustré par la figure 21.1. Le milieu d'enregistrement (*medium*) est un dépôt magnétique mince, d'épaisseur h , dont on précisera plus loin la nature et qui est supporté soit par un substrat souple en plastique (bandes et disquettes), soit par un substrat rigide généralement en aluminium (disque dur). La tête d'écriture est constituée d'un circuit magnétique présentant un petit entrefer d'épaisseur e , et d'un enroulement d'excitation comportant n spires.

La couche magnétique baigne dans le champ de fuite localisé autour de l'entrefer. On peut donc considérer que seule une petite région de la couche, en gros d'une longueur égale à l'épaisseur e de l'entrefer – et d'une largeur $W \gg e$ égale à celle de la tête – est soumise au champ dit d'écriture produit par celle-ci.

Comme nous allons le voir, c'est la composante parallèle à l'axe Ox de la piste qui joue le rôle essentiel dans cette configuration.

* Il ne faut évidemment pas oublier le développement de l'électronique qui a suivi l'invention de la triode en 1906.

2.1. ENREGISTREMENT ANALOGIQUE

En alimentant l'enroulement d'excitation de la tête par un courant $I(t)$ proportionnel à la valeur instantanée du signal à enregistrer tout en faisant défiler la bande à vitesse constante v , on recueille le long de la piste (supposée initialement désaimantée) une distribution d'aimantation $M(x)$ où $x = vt$, image spatiale du signal temporel $I(t)$.

Nous verrons plus loin comment cette distribution spatiale d'aimantation peut, à son tour, être transformée en un signal temporel identique au signal initial, cette opération constituant ce que l'on appelle la lecture. Pour le moment, il nous faut examiner plus précisément le processus d'écriture.

La figure 21.2 rappelle ce que l'on observe classiquement lorsque l'on relève la réponse statique d'un échantillon ferromagnétique relativement dur à un champ appliqué. Elle montre notamment que si l'échantillon, préalablement désaimanté, est soumis à une excursion de champ d'amplitude H (un champ qui croît à partir de zéro jusqu'à une valeur maximum H et revient ensuite à sa valeur initiale nulle), il subsiste une aimantation dite rémanente M_r qui est – du moins tant que H reste assez faible – une fonction croissante de H dont on notera le caractère peu linéaire (figure 21.2-b).

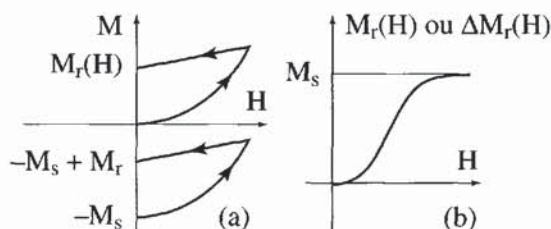


Figure 21.2 - Réponse d'un matériau coercitif à une excursion de champ

M_r et ΔM_r : aimantation rémanente et sa variation ; H : amplitude de l'excursion de champ.

Un comportement qualitativement identique est observé si, au lieu de partir de l'état désaimanté, on part d'un état saturé, par exemple dans le sens négatif et que l'on porte la *variation* d'aimantation rémanente en fonction de l'amplitude d'une excursion de champ positive (cycle inférieur de la figure 21.2-a).

Ces mesures sont généralement conduites dans des échelles de dimension et des configurations d'excitation qui ne sont pas celles de l'enregistrement sur couche mince (voir chapitres 2 et 26). Mais on ne s'attend pas dans cette dernière configuration à des résultats très différents au moins sur le plan qualitatif dans la mesure où :

- ♦ l'épaisseur e de l'entrefer et celle h de la couche restent très supérieures aux dimensions caractérisant la microstructure de l'échantillon ;
- ♦ le défilement de la piste à la vitesse v en présence d'un courant d'écriture constant peut être considéré comme équivalent à l'application d'une excursion de champ de durée e/v , le milieu restant fixe ;

- ♦ l'effet démagnétisant associé en particulier à la longueur finie de la région soumise au champ d'écriture est pris en compte en corrigeant le champ appliqué (on expliquera plus loin comment faire cette correction au moins de manière approximative).

Dans ces conditions, la courbe de réponse de la couche, en terme d'aimantation rémanente $M_r(I)$ ou de variation d'aimantation rémanente induite localement sur la piste en mouvement par un courant d'écriture de valeur instantanée I garde l'allure de la courbe $M_r(H)$ de la figure 21.2-b, avec un caractère non linéaire marqué. Pour améliorer la linéarité, il convient de faire travailler le matériau autour d'un point de fonctionnement différent de l'origine ; par exemple, au vu de la figure 21.2-a, on serait tenté *a priori* de travailler autour du point d'inflexion.

En réalité, les choses sont un peu plus compliquées, mais ce procédé de polarisation en continu (DC biasing) a été effectivement utilisé jusqu'à ce que l'on trouve un procédé beaucoup plus performant, la *polarisation par courant porteur* ("AC biasing") [1], qui repose sur l'utilisation de la courbe *anhystérétique*, déjà introduite au § 2.5.1 du chapitre 3 et au § 4.1.3 du chapitre 6. Rappelons qu'il s'agit de mesurer l'aimantation M_{an} créée par un champ statique H lorsque simultanément on applique un champ alternatif de "décrochage", d'amplitude lentement décroissante mais initialement très supérieure au champ coercitif. L'aimantation considérée $M_{an}(H)$ est mesurée lorsque l'amplitude du champ alternatif auxiliaire est réduite à zéro mais en fait le champ alternatif n'a plus qu'une très faible influence sur la valeur finale de M_{an} dès que son amplitude devient inférieure au champ coercitif H_c . La procédure est répétée pour chaque nouvelle valeur du champ statique H . La courbe $M_{an}(H)$ ainsi obtenue ne présente pas d'hystérésis et reste linéaire jusqu'à une valeur de M_{an} typiquement égale à $0,4 M_s$ avec une pente qui n'est limitée que par les effets démagnétisants. En d'autres termes la susceptibilité anhystérétique *interne* initiale est infinie, mais sauf dans la géométrie toroïdale, il existe toujours un effet de champ démagnétisant qui conduit à une susceptibilité anhystérétique *externe* finie χ_{an} . Supposons que l'on se place en un point de la courbe anhystérétique définie par l'aimantation M_{an} et un champ appliqué externe H_0 . Le champ alternatif de décrochage étant supprimé on ramène maintenant H_0 à zéro.

Compte tenu de la coercitivité retrouvée du matériau, il est évident qu'il subsiste alors une aimantation rémanente pratiquement égale à $M_{an}(H_0) = \chi_{an}H_0$.

La tête d'enregistrement est alimentée par un *courant porteur* à fréquence élevée (typiquement 70 kHz dans les bandes audio) et de forte amplitude. Le signal d'écriture, dont la fréquence en audio est nettement plus faible que 70 kHz et qui peut être considéré comme statique à l'échelle de la période du courant porteur, est superposé à ce courant porteur. Considérons une région particulière de la bande. Lorsqu'elle défile devant la tête, elle est soumise à un champ alternatif dont l'amplitude croît d'abord jusqu'à une valeur nominale H_{acn} nettement supérieure au champ coercitif puis tend ensuite vers zéro. Simultanément, le champ d'écriture croît jusqu'à une valeur

nominale H_{en} , puis de la même façon tend vers zéro. Cette décroissance est, dans les deux cas, due au fait que la région considérée s'éloigne de l'entrefer, on verra plus loin selon quelle loi.

On réalise donc au niveau de la région considérée de la bande l'expérience que l'on vient juste de décrire plus haut, qui conduit – au moins en première analyse – à l'inscription d'une aimantation locale proportionnelle au courant d'écriture instantané.

Cette répartition d'aimantation M et $\Delta M_r(x)$ ainsi inscrite sur la bande peut ultérieurement être restituée dans une phase de lecture qui la transforme en un signal électrique temporel $V(t)$ par le processus inverse : on fait défiler la bande enregistrée à vitesse v constante, devant une tête dite de lecture, construite exactement de la même façon qu'une tête d'écriture. En fait, la même tête peut servir indifféremment à la lecture ou à l'écriture. Le principe mis en œuvre dans la lecture est l'induction : la tension $V(t)$ recueillie aux bornes de l'enroulement est proportionnelle à $d\Phi/dt$, où $\Phi(t)$ est le flux instantané induit dans le circuit magnétique de la tête. Nous verrons au § 5 que $\Phi(t)$ est proportionnel à $M(x = vt)$, si bien que le signal recueilli $V(t)$ est en fait l'image de dM/dx ce qui conduit à une exacerbation des fréquences élevées. Il s'agit là de ce que les électroniciens appellent un effet de *distorsion harmonique*. Cet effet de distorsion liée à la lecture ainsi qu'un autre lié à l'enregistrement, que nous ne discuterons pas ici, sont corrigés par des filtres placés dans la chaîne d'amplification.

La brièveté de ce paragraphe consacré à l'enregistrement analogique ne fait que refléter une tendance qui va très probablement se confirmer dans les années à venir, à savoir le remplacement progressif de tous les systèmes d'enregistrement analogiques par des systèmes numériques, tant dans le domaine audio (enregistrement des sons) que dans le domaine vidéo (enregistrement des images).

Le lecteur trouvera quelques informations complémentaires dans les ouvrages récents de R.M. White [2] et de P. Ciureanu et H. Gavrilă [3]. La suite de ce chapitre ne traite plus que de l'enregistrement *numérique*.

2.2. ENREGISTREMENT NUMÉRIQUE

L'enregistrement numérique est, dans son principe même, beaucoup plus simple que l'enregistrement analogique puisque, dans le milieu d'enregistrement (bande ou disque), il ne vise à produire que deux valeurs d'aimantation $+M_s$ ou $-M_s$, M_s étant l'aimantation à rémanence qui correspond au cycle saturé. Une piste de bande ou de disque numérique enregistrée présente donc une succession de régions à aimantation alternée de longueurs inégales qui ne doivent évidemment pas être assimilées à un domaine magnétique ni même à un *bit* (mot franglais qui désigne l'unité d'information en codage binaire), compte tenu des différents *systèmes de codage* utilisés.

Nous ne ferons ici que soulever ce problème du codage. Le lecteur intéressé est invité à consulter les ouvrages et publications spécialisés [2], [4]. Une piste de bande ou de disque magnétique est divisée en petits intervalles égaux (exprimés indifféremment

en terme de longueur L ou durée $T = L/v$, dans lesquels sont rangées, les unes à la suite des autres, les données binaires (*bits*).

Le contenu de la piste ne peut ensuite être lu de façon intelligible que dans la mesure où chacun de ces intervalles est reconnu et identifié par son rang dans la séquence ce qui, sans entrer dans les détails, est obtenu en synchronisant la lecture avec le défilement de la piste enregistrée.

Le code le plus simple consiste à attribuer à l'une des polarités d'aimantation la valeur 0, et à l'autre la valeur 1, en se rappelant toutefois que, comme nous le verrons en détail plus loin, le signal fourni par une tête de lecture *inductive* n'est pas directement l'aimantation inscrite, mais sa *dérivée* par rapport à la coordonnée x mesurée le long de la bande. Cela signifie que l'on ne détecte en fait que les *transitions*, c'est-à-dire les basculements de l'aimantation. Dans ces conditions, il est évident que si, pour diverses raisons, une transition n'est pas détectée dans une séquence de données binaires, les bits qui suivent seront tous affectés d'une valeur erronée (la valeur complémentaire de leur valeur réelle). On dit qu'il y a propagation d'erreur.

Pour éliminer ce défaut, une première sophistication du codage consiste à utiliser directement les transitions elles-mêmes, en convenant que la présence d'une transition (de polarité indifférente) dans un intervalle de lecture correspond à un "1" binaire, tandis que l'absence d'une telle transition correspond à un "0" binaire.

D'autres considérations (détection d'erreurs, synchronisation de la lecture, etc.) conduisent à une sophistication supplémentaire : on est ainsi amené de façon générale, à ajouter des *transitions auxiliaires* qui ne correspondent pas à des bits de donnée, ce qui se traduit par un encombrement plus grand de la piste, à contenu d'information égal.

2.3. ENREGISTREMENT PERPENDICULAIRE

Dans l'enregistrement magnétique longitudinal, le champ démagnétisant associé à la longueur finie d de la région uniformément aimantée qui sépare deux transitions croît avec le rapport h/d . Ce champ démagnétisant tend à détruire l'aimantation de la région considérée et l'on comprend que cela impose une limite inférieure à la distance d et donc à la capacité de la mémoire.

Une façon de contourner cette difficulté est d'aimanter le matériau non plus parallèlement au plan de la couche, mais parallèlement à sa normale. On parle alors d'*enregistrement perpendiculaire*. Dans ce cas, le champ démagnétisant décroît avec le rapport d/h . En revanche, il est maximum pour $d \gg h$. C'est la raison pour laquelle il faut alors utiliser des milieux à forte anisotropie uniaxiale dont l'axe de facile aimantation est normal à la couche.

L'enregistrement perpendiculaire purement magnétique sur *media* (milieux d'enregistrement) coercitifs n'a pas dépassé le stade des réalisations de laboratoire. En revanche, les mémoires magnéto-optiques et les mémoires à propagation de

domaines reposent sur cette configuration d'aimantation "perpendiculaire" et sont, depuis plusieurs années, disponibles commercialement.

2.4. ENREGISTREMENT MAGNÉTO-OPTIQUE

Dans ces mémoires, on met en œuvre le mode d'enregistrement perpendiculaire que l'on vient juste de décrire, mais l'inscription et la lecture se font par voie optique [5], [6]. L'un des grands avantages de cette technique est le fait que la tête de lecture ou d'écriture n'a aucun besoin de voler à une distance infime de la surface du disque, à la différence des systèmes purement magnétiques.

Outre une forte anisotropie uniaxiale d'axe facile perpendiculaire au plan de la couche, les matériaux utilisés – encore une fois sous forme de couches minces – doivent posséder une coercitivité de paroi importante, on comprendra plus loin pourquoi.

Le procédé d'écriture, dit thermomagnétique, repose sur une diminution rapide du champ coercitif avec la température.

Si l'on applique à l'ensemble de la couche, selon sa normale Oz, un champ d'écriture H inférieur au champ coercitif à la température ambiante, il n'y a par définition aucune modification de la distribution d'aimantation dans le milieu. En revanche, si l'on vient chauffer une petite région de la couche à l'aide d'un faisceau laser focalisé jusqu'à la limite de diffraction, le champ coercitif peut localement devenir inférieur à H. La région chauffée se laisse alors saturer dans le sens du champ appliqué. On inscrit ainsi des bits stables dont la dimension est en gros celle de l'impact produit par le laser sur la couche (donc de l'ordre de la longueur d'onde), à condition toutefois qu'il existe des défauts accrochant les parois.

Le procédé de lecture utilise l'effet Kerr polaire, qui est décrit en détail au chapitre 13. Le même laser est utilisé à la lecture et à l'écriture avec évidemment des niveaux de puissance différents (typiquement 2 mW en lecture au lieu de 10 mW en écriture) et une longueur d'onde λ qui pour les premiers équipements sont dans le proche infrarouge ($\lambda \approx 0,8 \mu\text{m}$). La tendance est évidemment d'aller vers les plus courtes longueurs d'onde pour diminuer la taille du bit.

On obtient par le procédé thermomagnétique des densités surfaciques d'information plus importantes que dans l'inscription purement magnétique. De plus, la lecture par effet Kerr est sensible à l'aimantation elle-même et non aux seules transitions, ce qui est aussi un avantage appréciable.

2.5. MÉMOIRE À PROPAGATION DE DOMAINES

Tous les procédés décrits jusqu'à présent exploitent le fait que la relation $M(H)$, que l'on détermine expérimentalement sur des échantillons de dimensions typiquement centimétriques, reste valable pour des régions de dimensions microniques (avec éventuellement correction de l'effet du champ démagnétisant).

Cela est rendu possible dans les milieux granulaires ou particulaires, voire dans des milieux continus comportant des défauts, par l'existence de dimensions caractéristiques (taille des grains ou des particules, distance moyenne entre particules, taille des défauts) qui restent toujours très inférieures à la taille des régions soumises au champ d'écriture.

Il en va tout autrement si le milieu est continu, c'est-à-dire dépourvu de microstructure. Le *champ coercitif de paroi* (champ minimal nécessaire au décrochage de la paroi) est alors nul ou très faible, et rien ne s'oppose à ce que la couche adopte une structure en domaines strictement dictée par des considérations d'équilibre magnéto-statique. Il est évident que, dans ces conditions, on ne peut pas – sauf artifices – imposer à la couche une distribution *quelconque* d'aimantation. On peut tout de même réaliser des mémoires avec ce type de matériau, qui exploitent même de façon très spécifique la propriété de propagation libre des parois. Ces dispositifs sont connus sous la désignation de mémoires à propagation de domaines, ou plus communément de *mémoires à bulles*.

Nous allons nous contenter d'un bref exposé du principe de ces mémoires car elles n'ont pas eu en définitive le succès escompté. Elles ont néanmoins soulevé de beaux problèmes de magnétisme et le lecteur désirant approfondir le sujet pourra consulter l'ouvrage de Eschenfelder [7].

Considérons une couche mince, d'épaisseur h , d'aimantation spontanée M_s , de constante d'anisotropie uniaxiale K , d'axe facile Oz perpendiculaire au plan de ladite couche. L'état d'équilibre le plus stable en champ nul dans une telle géométrie dépend du rapport $K/\mu_0 M_s^2$. Deux situations extrêmes sont prévisibles.

Si $K/\mu_0 M_s^2 \ll 1$, l'énergie de champ démagnétisant domine et l'aimantation est parallèle au plan de la couche, la structure en domaines étant fonction de la forme de l'échantillon dans le plan.

Si $K/\mu_0 M_s^2 \gg 1$, c'est l'anisotropie uniaxiale qui impose une direction d'aimantation parallèle à Oz et il apparaît une structure de domaines en bandes (figure 21.3-a) périodique dont la période d résulte d'un compromis entre l'énergie magnétostatique (qui croît avec le rapport d/h), et l'énergie de paroi (qui est proportionnelle à h/d).

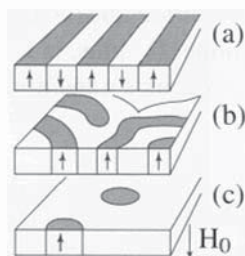


Figure 21.3
Domaines en bandes périodiques,
en labyrinthe et en cylindres
(grenats pour mémoires à bulles)

En fait, les structures naturellement observées sont plus en “labyrinthe” bidimensionnel (figure 21.3-b), mais la largeur des bandes reste très voisine de ce que prévoit un modèle unidimensionnel. Appliquons sur la couche un champ de polarisation H_0

parallèle à Oz. Si H_0 est suffisamment grand, la couche se sature évidemment dans le sens de H_0 . On montre toutefois que, si H_0 n'est pas trop fort, il peut subsister des domaines stables cylindriques de rayon r d'aimantation opposée à H_0 (des bulles !), isolés au milieu d'une région aimantée dans le sens de H_0 .

Ces domaines sont stables si H_0 reste compris entre deux valeurs, H_b et $H_c > H_b$.

H_c est appelé champ de polarisation critique (*collapse field*). Lorsque H_0 dépasse H_c , la bulle dont le rayon r était fini et égal à r_c s'effondre et disparaît brutalement. Si H devient inférieur à H_b , le domaine cylindrique devient instable vis-à-vis de déformations elliptiques : les bulles se transforment en bandes.

Dans l'intervalle $\{H_b, H_c\}$, les bulles dont le rayon r est une fonction décroissante de H continue jusqu'à $r = r_c$, ont une forme stable vis-à-vis de petites perturbations, et peuvent se déplacer très librement au sein de la couche sous l'influence de faibles gradients du champ de polarisation.

Cette propriété est mise à profit dans ce que l'on appelle des registres à décalage : les bulles sont déplacées, en synchronisme avec une horloge, le long d'une piste composée de motifs d'alliages doux (Permalloy) déposés à la surface du matériau.

Ces motifs, soumis à un champ de propagation tournant parallèle à la couche, créent les gradients de champ qui, tout à la fois, guident les bulles et les propulsent le long de la piste. La présence d'une bulle dans une séquence correspond très naturellement à un "1" binaire, tandis que son absence correspond au "0".

Le registre est équipé d'un générateur/effaceur de bulles qui écrit ou modifie la séquence des données en cours de circulation, et d'un détecteur qui lit l'information.

On obtient en fait l'équivalent d'une mémoire défilante plus classique (à disque ou à bande), avec l'avantage de l'absence totale de mouvement mécanique, et donc en particulier une grande insensibilité aux chocs et aux vibrations.

En revanche, la capacité reste très inférieure à celle des disques, et les temps d'accès, très supérieurs à ceux des mémoires à semi-conducteurs.

Les mémoires à bulles ne sont plus actuellement utilisées que dans des applications très spécifiques (spatial, aéronautique) où leur tenue aux chocs et aux radiations associée à leur non volatilité (rétention de l'information assurée en cas de panne d'alimentation) sont des critères de choix primordiaux.

3. LES MILIEUX D'ENREGISTREMENT (MEDIA)

On peut classer les différents milieux magnétiques utilisés en enregistrement en trois catégories : les milieux particuliers constitués de fines particules magnétiques diluées dans une matrice de polymère, les milieux granulaires qui sont en fait généralement des métaux ou des alliages ferromagnétiques polycristallins, et enfin les milieux "continus" et homogènes ainsi appelés par opposition à granulaire, qui peuvent être soit monocristallins, soit amorphes.

De façon plus fondamentale, on distingue les milieux coercitifs des milieux non coercitifs. Les matériaux particuliers et granulaires se placent alors dans la première catégorie, tandis que les matériaux continus homogènes se classent *a priori* parmi les non coercitifs.

Dans tous les cas, comme on l'a déjà écrit plus haut, les milieux se présentent sous la forme de couches minces déposées sur un substrat.

3.1. MILIEUX PARTICULAIRES

Les couches sont obtenues en étalant sur un substrat une résine liquide polymérisable contenant en suspension une poudre fine, généralement de l'oxyde de fer ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$).

Les grains de $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ sont typiquement assimilables à des ellipsoïdes allongés de grand axe $a \sim 1 \mu\text{m}$ et de petit axe $b \sim 0,2 \mu\text{m}$.

3.1.1. Modèle de Stoner-Wohlfarth

Le modèle de Stoner et Wohlfarth constitue la description la plus simple d'un tel composite. Il est analysé en détail au chapitre 5. Il prédit notamment un cycle d'hystérésis caractérisé par un champ coercitif de l'ordre de $1/2 H_a$ où H_a est le champ d'anisotropie total (incluant l'effet de forme) de la particule. Il repose sur deux hypothèses fortes.

La première est que, dans chaque particule, l'aimantation se retourne par rotation uniforme, et la deuxième que les interactions entre particules sont négligeables.

En réalité, le champ coercitif mesuré dans ces composites est deux à trois fois inférieur aux prédictions du modèle (typiquement $\mu_0 H_c \sim 0,03 \text{ T}$ au lieu de $0,09 \text{ T}$), ce qui met en doute la validité des hypothèses considérées.

Divers mécanismes de rotation *non uniforme* sont analysés en détail au chapitre 5. Ils conduisent effectivement à une réduction du champ coercitif dans la mesure toutefois où l'anisotropie totale de la particule est principalement d'origine magnétostatique (anisotropie de forme).

Il a été établi [8] que dans les particules de $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ utilisées en enregistrement, l'anisotropie de forme contribue typiquement pour $2/3$ à l'anisotropie totale, le $1/3$ restant étant dû à l'anisotropie magnétocristalline. Des mesures sur une particule unique [9] semblent d'ailleurs confirmer que ces mécanismes de rotation non uniforme jouent un rôle prépondérant dans le retournement de l'aimantation.

L'effet de l'interaction dipolaire entre particules n'a pas été traité au chapitre 5. C'est un problème complexe qui ne peut se résoudre, dans toute sa généralité, que par simulation numérique.

Nous nous contenterons ici de développer un argument de *plausibilité* indiquant que l'interaction diminue le champ coercitif : pour cela, nous considérons une collection de particules allongées dont tous les axes sont parallèles à une direction commune Oz.

Initialement, les particules sont supposées toutes aimantées dans le même sens + Oz ; on applique alors un champ statique $H_z = -H$ ($H > 0$). Imaginons que l'on fasse tourner d'un même petit angle θ le moment magnétique de chaque particule, il apparaît alors un couple de rappel qui agit sur chacun de ces moments ; évaluons la contribution à ce couple qui est due uniquement à l'interaction.

Cette interaction est purement dipolaire et on peut l'estimer grossièrement en s'inspirant de la théorie des diélectriques (champ de Lorentz). On admet que la "cavité" qui subsiste lorsque l'on extrait une particule donnée du composite est en moyenne une sphère. Le champ d'interaction agissant sur une particule donnée est donc approximativement celui qui règne au sein d'une cavité sphérique creusée dans un milieu uniformément aimanté. Ici l'aimantation pertinente est celle qui correspond à l'écart θ , soit $c M_s \sin \theta$ (où c est la concentration volumique de particules), et le champ d'interaction est donc $(1/3)c M_s \sin \theta \sim (1/3)c M_s \theta$. Sa direction est *normale* à l'axe Oz et son sens est tel que le couple de rappel correspondant de module $(1/3)\mu_0 c M_s^2 \theta$ est *négalif*. Le couple de rappel total sur le moment d'une particule s'écrit donc en définitive :

$$\Gamma = \{2K - H M_s - (1/3)\mu_0 c M_s^2\} \theta \quad (21.1)$$

On voit que la raideur $d\Gamma/d\theta$ s'annule, et donc que la position $\theta = 0$ devient instable, pour une valeur de H plus faible que $2K/M_s$. Or, dans le cas étudié, cette dernière valeur n'est rien d'autre que le champ coercitif de la particule isolée.

Ce modèle rustique prévoit donc une diminution de H_c proportionnelle à la concentration volumique de particules dans le composite, ce qui est expérimentalement vérifié.

3.1.2. Superparamagnétisme des milieux particulaires

Au voisinage de son état stable, aimanté selon Oz (\uparrow) ou selon la direction opposée (\downarrow), l'énergie de la particule est une fonction quadratique des cosinus directeurs α et β de l'aimantation. A chacun de ces degrés de liberté est associée, d'après le théorème d'équipartition, une énergie d'agitation à l'équilibre thermique égale à $(1/2)k_B T$, où k_B est la constante de Boltzmann. Pour une particule isolée de volume V , on a :

$$\langle \alpha^2 \rangle + \langle \beta^2 \rangle = 2k_B T / \{(N_b - N_a)\mu_0 M_s^2 V\} \quad (21.2)$$

On a fait ici l'hypothèse que l'anisotropie est due uniquement à l'effet de forme (voir chapitre 5). Si le volume de la particule diminue, l'amplitude de l'oscillation thermique d'aimantation augmente, et l'on comprend que la probabilité d'un basculement spontané de l'aimantation devienne importante.

D'après la statistique de Boltzmann, la fréquence f des basculements spontanés est donnée par :

$$f = f_0 \exp [-(N_b - N_a)\mu_0 M_s^2 V / 2k_B T] \quad (21.3)$$

où le facteur pré-exponentiel f_0 est égal au nombre de tentatives de franchissement de la barrière par unité de temps. Une bonne approximation de f_0 est la largeur en fréquence de la raie de la résonance gyromagnétique naturelle de la particule (voir chapitre 17). A titre indicatif, pour une particule de $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, f_0 est probablement de l'ordre de 50 à 500 MHz. La fréquence des basculements spontanés devient de l'ordre de f_0 pour $(1/2)(N_b - N_a)\mu_0 M_s^2 V = k_B T$, et en prenant encore $V \sim ab^2$, avec $b/a = 0,2$, on calcule que cette situation se produit à l'ambiante pour $b = 3$ nm et donc $a = 13$ nm.

La fréquence des basculements spontanés est alors grande à l'échelle de durée de toute expérience quasi-statique. En particulier, on ne mesure plus d'aimantation rémanente ! On qualifie ce comportement de *superparamagnétique*, par analogie avec le paramagnétisme des moments atomiques. Ce régime doit absolument être évité dans les mémoires. Heureusement la variation de f avec le quotient V/T est exponentielle, si bien que pour les particules de $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ classiquement utilisées ($a \sim 1$ μm et $b \sim 0,2$ μm), la durée moyenne entre deux basculements spontanés successifs est déjà très largement supérieure à la durée de vie moyenne d'une génération de mémoires.

Le superparamagnétisme est traité en détail dans un article de revue récent [10] et succinctement dans les chapitres 4 (§ 2.3) et 22 (§ 3.1) du présent ouvrage.

3.2. MILIEUX GRANULAIRES, COUCHES MINCES MÉTALLIQUES

Comme on le verra dans la suite, dans le procédé d'enregistrement purement magnétique, la réduction de l'épaisseur de la couche magnétique support permet d'augmenter la densité surfacique d'information et donc la capacité des mémoires. Toutefois, l'amplitude du signal de lecture étant en gros proportionnelle au produit de l'épaisseur h par l'aimantation spontanée M_s , il est souhaitable d'augmenter M_s lorsqu'on réduit h .

La mise en œuvre de couches de métaux et d'alliages constitue un progrès décisif par rapport aux composites de Fe_2O_3 , car on augmente à la fois la valeur intrinsèque de l'aimantation et le facteur de remplissage en matière magnétique.

Les couches d'alliage utilisées en enregistrement magnétique longitudinal sont polycristallines avec des tailles de grains typiquement de l'ordre de 10 nm. Elles sont globalement à plan facile, essentiellement pour des raisons d'énergie magnétostatique, mais il existe aussi localement une importante anisotropie magnétocristalline, celle qui est associée à chaque grain. Il en résulte une distribution aléatoire de la direction de facile aimantation locale et un comportement en moyenne isotrope de la couche dans son plan. Les mécanismes d'aimantation sont plus complexes que dans les composites de particules monodomaines, car ils ne se réduisent pas à la rotation et les interactions entre grains sont fortes. On observe que la coercitivité de ces couches est étroitement corrélée à leur microstructure, laquelle est en général complexe, avec notamment plusieurs échelles caractéristiques (grains, sous-grains, interphases).

Les matériaux pour l'enregistrement magnéto-optique sont en général des alliages amorphes du type R-FeCo (où R est un métal de terre rare Tb, Gd, Dy), dont la structure magnétique est dite *spérimagnétique*, c'est-à-dire que les moments des atomes de terbium et de fer constituent deux sous-réseaux partiellement désordonnés mais dont les moments résultants sont dans des directions opposées (voir figure 4.21).

Cette structure propre aux amorphes rappelle le ferrimagnétisme des composés cristallins tels que les ferrites. D'ailleurs, comme certains ferrimagnétiques, ces matériaux ont une température de compensation, à laquelle l'aimantation mésoscopique M_s s'annule et change de sens. Remarquons que le raisonnement apparemment physique qui conclurait que, puisque l'aimantation mésoscopique est nulle, il ne doit pas y avoir de rotation Kerr ou Faraday à la température de compensation est faux. Les "sous-réseaux" métal de terre rare et métal de transition contribuent de façon à peu près additive à l'effet magnéto-optique et ils ont des contributions différentes même si leurs moments sont égaux en valeur absolue. On peut donc bel et bien lire l'information.

Enfin ces matériaux présentent par ailleurs, du moins dans certaines conditions d'élaboration, à la fois une forte anisotropie perpendiculaire et une coercitivité importante à la température ambiante qui diminue rapidement avec la température. On explique généralement l'anisotropie observée ($\mu_0 H_a$ est typiquement de l'ordre de 1 à 2 T) par un ordre d'orientation de paires induit pendant le dépôt de la couche et favorisé par la symétrie de cette mise en forme particulière.

La question de l'origine de la coercitivité dans ces matériaux amorphes *a priori* réputés sans microstructure est une question qui mérite quelques approfondissements et commentaires.

Un matériau uniaxial *parfait*, de champ d'anisotropie H_a supérieur à son aimantation M_s est *métastable* dans l'état saturé. Le retournement de son aimantation sous champ uniforme inverse n'intervient en effet que lorsque le mode de rotation uniforme devient instable ce qui, dans la géométrie de couche mince, requiert un champ externe au moins égal à $H_a - M_s$. Dans un tel matériau, le champ coercitif est donc en première analyse, égal à $H_a - M_s$. Ce comportement est effectivement observé dans les couches monocristallines ou amorphes utilisées dans les mémoires à bulles (voir § 2.5). Toutefois, cette notion de coercitivité est très restrictive. En effet considérons maintenant, non plus l'état saturé monodomaine, mais un état polydomaine, par exemple l'état le plus stable en champ nul (on a vu au § 2.5 que cet état correspond à une structure en domaines dite en bandes, d'aimantation moyenne nulle). La courbe d'aimantation en champ externe établie en partant de cet état – courbe que l'on est donc en droit d'appeler courbe de première aimantation – présente comme dans les matériaux doux une partie initiale linéaire et en tous cas sans phénomène de seuil appréciable, ce qui signifie une coercitivité nulle. Cela résulte bien entendu du fait que le processus d'aimantation mis en œuvre dans ce cas est le mouvement des parois. Dans un matériau parfait, rien ne s'oppose à un tel mouvement : la coercitivité de paroi est nulle.

Dans les matériaux uniaxiaux usuels, la présence de défauts de nature variée – en d'autres termes l'existence d'une microstructure plus ou moins marquée – a plusieurs conséquences. D'une part, le champ de retournement de la couche saturée est inférieur à la valeur théorique $H_a - M_s$ car la présence de défauts fait apparaître des points faibles (souvent improprement appelés sites de nucléation) sur lesquels le retournement s'initie avant que le mode de rotation uniforme ne devienne instable.

D'autre part, et à l'inverse, les défauts constituent des points d'accrochage pour les parois : il apparaît donc une coercitivité de paroi non nulle, qui peut en particulier stabiliser des états qui seraient instables du point de vue magnétostatique (voir § 2.5).

Il résulte de ces deux effets que la courbe d'aimantation ou le cycle d'hystérésis ont alors une signification locale. En particulier, la taille de la région analysée n'a pas d'influence dans la mesure où elle reste très supérieure aux longueurs caractéristiques de la microstructure ainsi qu'à l'épaisseur de la couche.

Dans les alliages R-FeCo utilisés en enregistrement magnéto-optique, la présence de fluctuations d'anisotropie à l'échelle mésoscopique (en module ou en orientation de l'axe facile) et l'existence d'un point de compensation sont considérés comme les ingrédients essentiels pour expliquer la coercitivité et sa variation thermique [6]. L'effet des fluctuations se traduit en effet directement en termes *d'énergie ou de pression coercitive* indépendante de l'aimantation M_s . Il en résulte que le champ coercitif H_C est inversement proportionnel à M_s et donc divergent au point de compensation.

3.3. MILIEUX CONTINUS : COUCHES MONOCRISTALLINES ÉPITAXIALES ET COUCHES AMORPHES HOMOGÈNES

Dans les mémoires à propagation de domaines, il est indispensable que les milieux supports soient dépourvus de microstructure et même de défauts localisés. Deux types de matériau répondent à cette exigence, les couches monocristallines obtenues sur un substrat lui-même monocristallin, et les couches amorphes homogènes.

En fait, si les deux types de matériau ont été effectivement développés en laboratoire, seules les couches épitaxiales de grenats magnétiques sur un grenat non magnétique ont été utilisées dans des dispositifs commerciaux.

Les grenats magnétiques ont pour formule de base $R_3Fe_5O_{12}$, où R est une terre rare ou bien de l'yttrium. D'innombrables substitutions sont possibles tant sur les sites du fer que sur ceux de la terre rare et les compositions mises en œuvre dans les mémoires à bulles comportent jusqu'à dix constituants.

Le substrat non magnétique très classiquement utilisé est le gallate de gadolinium $Gd_3Ga_5O_{12}$ communément désigné par le sigle GGG. Le lecteur trouvera dans la référence [7] de nombreuses informations sur les matériaux pour mémoires à bulles.

4. LE PROCESSUS D'ÉCRITURE

Il existe principalement deux procédés pour créer ou modifier l'aimantation d'une petite région dans une couche mince magnétique, l'application locale d'un champ à l'aide d'une tête d'écriture, et l'inscription thermomagnétique à l'aide d'un laser. Ils ont tous deux été déjà brièvement décrits plus haut. Nous allons revenir en détail sur le procédé magnétique. Le lecteur désirant en savoir plus sur l'inscription thermomagnétique pourra consulter les références [6] et [11].

4.1. CHAMP PRODUIT PAR UNE TÊTE MAGNÉTIQUE

La théorie des circuits magnétiques permet de calculer immédiatement le champ H_e qui règne au cœur de l'entrefer d'épaisseur e d'une tête excitée par le courant I :

$$H_e = (nI/e)/(1+1/\mu e) \quad (21.4)$$

Ici, n est le nombre de spires de l'enroulement d'excitation et l , le périmètre moyen* du circuit magnétique, μ sa perméabilité. Le facteur $\eta = 1/(1+1/\mu e)$ est appelé efficacité de la tête. Dans l'approximation $\mu e \gg l$, il vient :

$$H_e = nI/e \quad (21.5)$$

mais cette formule ne décrit évidemment pas le champ auquel est soumis la couche support.

Dans un modèle simplifié de tête, dû à Karlqvist [12], on suppose que le circuit magnétique a une perméabilité infinie et occupe tout le segment d'espace $0 < y < h_e$ ($h_e \gg e$) dans un repère trirectangle $Oxyz$ (figure 21.4). Oz est perpendiculaire au plan de figure et le circuit comporte aussi un entrefer limité par les plans $x = -e/2$ et $+e/2$.

Les formules (21.4) et (21.5) donnent le champ *au cœur* de l'entrefer. Karlqvist [12] admet néanmoins qu'elles restent valables jusqu'aux bords de l'entrefer, c'est-à-dire en $y = 0$. Comme par ailleurs la perméabilité du circuit magnétique est supposée infinie, cela entraîne que $H_x = 0$ pour $x < -e/2$ ou $x > +e/2$. La détermination du champ dans tout le demi-espace $y < 0$ devient alors un problème à conditions aux limites spécifiées pour le champ tangentiel, et donc pour le potentiel magnétique, sur le plan $y = 0$.

On sait que la solution à ce problème est unique, or on peut vérifier qu'une distribution de courants de surface de densité $i_z = 2H_e$ sur une bande de largeur e localisée sur le plan $y = 0$ entre $x = -e/2$ et $x = +e/2$ crée à la cote $y = \delta$, où δ est positif mais aussi petit que l'on veut, un champ H_x précisément égal à H_e pour $-e/2 < x < +e/2$ et nul en dehors de ce même intervalle (figure 21.4).

* Il s'agit d'une moyenne pondérée par le rapport de la section de l'entrefer à la section courante.

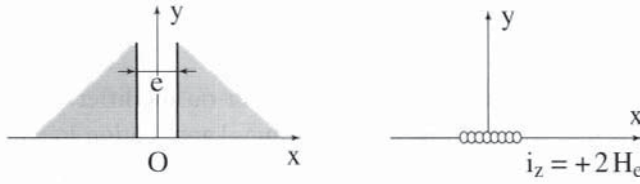


Figure 21.4 - Modèle de Karlqvist

à gauche, géométrie idéalisée de la tête

à droite, distributions de courant équivalentes à la tête excitée pour le calcul du champ en $y < 0$

Le champ créé par cette distribution dans tout le demi-espace $y < 0$ est donc nécessairement solution de notre problème. Il s'obtient en sommant les contributions élémentaires de courants rectilignes infinis $i_z dx' = 2 H_e dx'$. Les composantes obtenues sont $H_z = 0$ et :

$$\begin{aligned} H_x &= -H_e/\pi \int_{-e/2}^{+e/2} \{1/[(x-x')^2 + y^2]\} y dx' \\ H_y &= H_e/\pi \int_{-e/2}^{+e/2} \{1/[(x-x')^2 + y^2]\} (x-x') dx' \end{aligned} \quad (21.6)$$

Après intégration, on obtient :

$$\begin{aligned} H_x &= -(H_e/\pi) \{ \text{Arc tg}[(x+e/2)/y] - \text{Arc tg}[(x-e/2)/y] \} \\ H_y &= (H_e/2\pi) \text{Log} \{ [(x+e/2)^2 + y^2] / [(x-e/2)^2 + y^2] \} \end{aligned} \quad (21.7)$$

Ces fonctions sont représentées graphiquement sur la figure 21.5 pour différentes valeurs du rapport $|y|/e$.

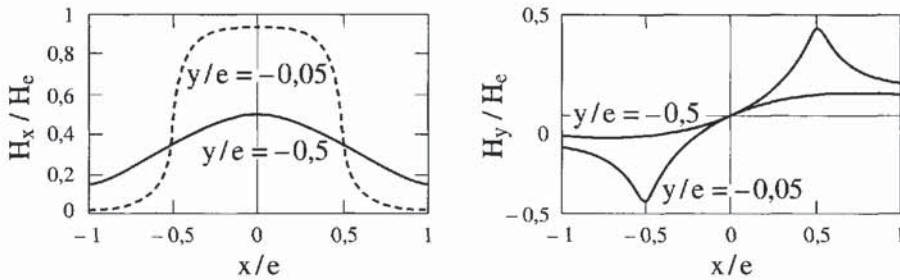


Figure 21.5 - Champs longitudinal (à gauche) et vertical (à droite) à différentes distances de la tête

Dans les équipements actuels (en 1998), on a plutôt $e \gg \{h, y\}$, si bien que le profil du champ H_x est pratiquement une fonction *porte* égale à H_e entre $-e/2$ et $+e/2$, et nulle en dehors de cet intervalle. Au voisinage des bords de l'entrefer, on peut simplifier l'expression (21.7). Ainsi, pour x voisin de $+e/2$, on a :

$$H_x \sim (H_e/\pi) \{ \pi/2 - \text{Arctg}[(x-e/2)/y] \} \quad (21.8)$$

Dans la suite, nous utiliserons plutôt le gradient de champ :

$$dH_x/dx = -(H_e/\pi y) / [1 + ((x-e/2)/y)^2] \quad (21.9)$$

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].

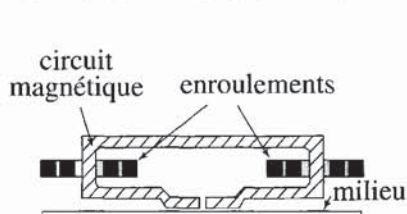


Figure 21.6 - Schéma de principe d'une tête intégrée planaire

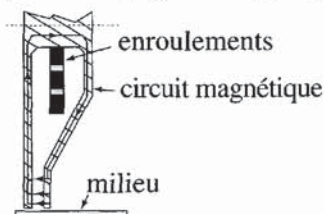


Figure 21.7 - Schéma d'une tête "couche mince verticale"

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 semiquantitative, 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, Ox 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 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 Ox. Il vient :

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

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*,

au voisinage du bord d'attaque de l'entrefer. Loin derrière la tête, l'aimantation a basculé de 180° .

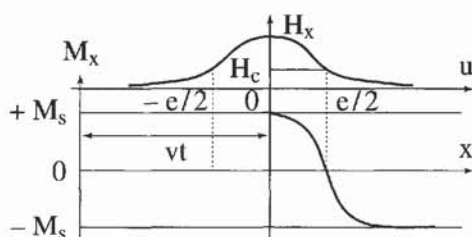


Figure 21.8 - Processus d'écriture par une tête de Karlqvist

Dans une première approximation, très grossière, on peut négliger le champ démagnétisant et donc admettre que le matériau est soumis au seul champ de la tête donné, en changeant x en u , par la relation (21.8). Si l'on connaît par ailleurs le cycle d'hystérésis du matériau, on peut déduire le profil d'aimantation $M(u)$ dans la transition, du moins si l'on ignore les effets dynamiques (on suppose que la réponse du matériau décrite par le cycle d'hystérésis est instantanée).

En réalité, ce qui nous intéresse en premier lieu n'est pas une connaissance détaillée de ce profil, mais seulement une valeur significative de la longueur de transition en présence du champ d'écriture. Pour cette raison, nous calculons simplement la pente :

$$\begin{aligned} dM/du &= (dM/dH)(dH/du) \\ &\sim dM/dH (H_e/2\pi y_0)(1/\{1+[(u-e/2)/y_0]^2\}) \end{aligned} \quad (21.18)$$

où dM/dH est la pente de la branche montante du cycle d'hystérésis, et y_0 la distance entre la tête et la couche magnétique (laquelle est supposée mince devant y_0).

Le paramètre y_0 est communément appelé *hauteur de vol*. Ici, nous avons utilisé l'expression simplifiée (21.9) du gradient de champ de la tête. Ce gradient est maximum pour $u = e/2$, c'est-à-dire au droit du bord d'attaque de l'entrefer. Par ailleurs, la pente du cycle dM/dH passe, lorsque $H \sim H_c$, par un maximum très aigu que l'on note χ_{hy} .

La pente maximum du profil d'aimantation s'obtient donc en réglant le courant d'écriture I pour que H soit égal au champ coercitif précisément au point où le gradient de champ de la tête est maximum. Cela impose, d'après (21.8), $H_e = 2H_c$, et donc $H_e/\pi y_0 = (2/\pi)H_c/y_0$.

Une valeur approximative de la longueur de transition $2a_1$ est alors obtenue en écrivant $M_s/a_1 = dM/du$, ce qui donne :

$$2a_1 = 2M_s y_0 / \chi_{hy} H_e = (\pi/2) y_0 \Delta H / H_c \quad (21.19)$$

où $\Delta H = 2M_s/\chi_{hy}$ est un paramètre qui mesure le *défaut de rectangularité* (*squareness*) du cycle. La longueur de transition en présence du champ d'écriture est donc proportionnelle à $\Delta H/H_c$ et à la hauteur de vol y_0 . Toutefois, nous n'avons pas tenu compte jusqu'ici du champ démagnétisant H_d .

Dans le modèle de Williams et Comstock [16], on introduit H_d de manière approximative *en admettant a priori* que le profil de la transition prend encore la forme en arctangente déjà utilisée plus haut :

$$M = (+2M_s/\pi) \operatorname{Arctg} \{(u - e/2)/a_2\} \quad (21.20)$$

Au voisinage du centre de la transition on a $M = (2/\pi)M_s(u - e/2)/a_2$. Mais par ailleurs, d'après l'équation (21.13) :

$$H_d \sim -M_s h(u - e/2)/\pi a_2^2 = (-h/2a_2)M \quad (21.21)$$

Cette expression du champ démagnétisant ne tient pas compte de la proximité du circuit magnétique de la tête. Nous reviendrons sur ce point plus loin.

L'équation (21.21) définit, au voisinage du milieu de la transition, un *coefficient de champ démagnétisant effectif* $N = h/2a_2$. La réponse du matériau peut alors être exprimée en fonction du seul champ de la tête, à condition d'appliquer au *cycle d'hystérésis* du matériau la correction classique de champ démagnétisant $+NM$ (voir chapitres 2 et 26). Cette correction a essentiellement pour effet d'augmenter le défaut de rectangularité intrinsèque ΔH de la quantité $2NM_s$, si bien que la longueur de transition $2a_2$ devient, en appliquant la formule (21.19) :

$$2a_2 = y_0(\Delta H + 2NM_s)/H_C = y_0(\Delta H/H_C + hM_s/H_C a_2).$$

On obtient ainsi une relation d'auto-cohérence qui prend la forme d'une équation du second degré en a_2 , dont la solution physiquement satisfaisante est :

$$2a_2 = \pi/4 y_0 \Delta H/H_C \{ 1 + [1 + (16/\pi)(h/y_0)(M_s/H_C)(H_C/\Delta H)^2]^{1/2} \} \quad (21.22)$$

Cette relation fait apparaître l'importance de la hauteur de vol y_0 , de la forme du cycle (à travers le paramètre $\Delta H/H_C$), et de l'épaisseur h du milieu. En revanche a_2 ne s'annule pas avec ΔH , donc reste fini pour un milieu à cycle parfaitement carré. Signalons que la proximité du matériau à forte perméabilité constituant le circuit magnétique de la tête a pour effet de diminuer le champ démagnétisant de la transition. Cet effet peut être pris en compte de manière relativement simple en modifiant l'expression du coefficient de champ démagnétisant effectif introduit plus haut. Le résultat est une légère diminution de la longueur de transition.

En règle générale, la longueur de transition $2a_2$ est supérieure à la longueur minimum ultime $2a_0$, ce qui confirme que c'est le processus d'écriture qui est limitatif.

Ce modèle analytique de Williams et Comstock – que nous avons quelque peu simplifié ici – a le mérite d'indiquer clairement l'influence des divers paramètres, et fournit même des prédictions quantitatives tout à fait raisonnables des longueurs de transition.

Toutefois, la tendance actuelle est de recourir à la simulation numérique. On tient compte alors de la forme véritable du cycle d'hystérésis du milieu, et l'on calcule rigoureusement le champ de la tête et le champ démagnétisant.

Une méthode simple consiste à partir d'une première distribution d'aimantation – par exemple celle de Williams et Comstock. Le champ agissant sur le matériau étant alors connu, on calcule une nouvelle distribution d'aimantation *via* le cycle d'hystérésis. Par itérations successives, on fait ensuite converger la distribution vers ce que l'on espère être la solution définitive et unique du problème.

Des valeurs typiques de l'état de l'art en 1997 sont : $M_s = 1,1 \text{ T}$; $\mu_0 H_C = 0,22 \text{ T}$; $\Delta H / H_C = 0,2$; $h = 20 \text{ nm}$; $y_0 = 20 \text{ nm}$; $e = 0,2 \text{ }\mu\text{m}$; ($e \gg h, y_0$) ; de telles hauteurs de vol sont en fait obtenues *par contact* à travers une couche de lubrifiant solide (carbone) répartie entre le milieu (typiquement 15 nm) et la tête (typiquement 5 nm). La longueur de transition ultime calculée d'après l'équation (21.14) est alors $2a_0 = 0,03 \text{ }\mu\text{m}$, et la longueur de transition $2a_2$ limitée par l'écriture ressort à $0,08 \text{ }\mu\text{m}$ d'après l'équation (21.22).

5. LE PROCESSUS DE LECTURE

La présence d'une transition sur la piste peut être détectée par induction. Dans ce cas, c'est en général une seule et même tête qui sert à l'écriture et à la lecture, et le signal recueilli est, comme nous allons le montrer, proportionnel à dM/dx . Récemment sont apparues des têtes dites magnétorésistives qui sont sensibles directement à l'aimantation $M(x)$. Nous décrirons et discuterons successivement ces deux procédés de lecture.

5.1. LECTURE INDUCTIVE

A une distribution d'aimantation longitudinale non homogène $M(x)$ est nécessairement associée une densité de pôles non nulle et un champ démagnétisant auquel nous avons déjà consacré plus haut beaucoup d'attention. Or ce champ n'est pas confiné dans la couche magnétique, mais déborde dans l'espace environnant. C'est ce *champ de fuite* qui permet la détection de la transition. En particulier, il est à l'origine de la variation de flux induite dans une tête inductive.

Pour calculer ce flux, nous pouvons nous appuyer sur un théorème très puissant, dit *de réciprocité*, qui a déjà été utilisé au chapitre 17. On en trouvera une démonstration simple au chapitre 2

Soit \mathbf{H} le champ produit au point P par la tête lorsque l'enroulement est parcouru par le courant I. Si le circuit magnétique travaille en régime *linéaire*, \mathbf{H} peut se mettre sous la forme : $\mathbf{H} = \mathbf{C}_H \mathbf{I}$, où le coefficient (vectoriel) de champ \mathbf{C}_H ne dépend plus que du point P considéré. Le théorème de réciprocité nous indique alors que le flux Φ envoyé dans l'enroulement par un *dipôle ponctuel* de moment magnétique \mathbf{m} placé en P est donné par $\Phi = \mu_0 \mathbf{C}_H \mathbf{m}$. Ici, nous nous intéressons à la variation de flux produite par le passage d'une transition sous la tête. Cette transition est caractérisée par

une fonction $M(x)$ de la coordonnée x mesurée dans un repère qui se déplace avec la piste à la vitesse de défilement v . On admet encore que M n'a qu'une composante longitudinale : $M_x = M = (2M_s/\pi) \text{Arctg}(x/a_2)$.

Par ailleurs, le profil de coefficient de champ de la tête est défini dans un repère fixe par une fonction $C_H(u)$, où C_H désigne la seule composante longitudinale de C_H . L'origine $u = 0$ est ici prise sur la couche support, au droit du milieu de l'entrefer. On décide que l'instant zéro correspond à la coïncidence des origines des deux repères (u) et (x).

L'élément dx de la piste de largeur W porte le moment $m = M(x) W h dx$. Il induit dans l'enroulement de lecture le flux $d\Phi = \mu_0 C_H(u) M(x) dx$, où $u = x + vt$ est l'abscisse instantanée de l'élément considéré dans le repère lié à la tête. La tension induite correspondante est : $dV = -d\Phi/dt = -v h W \mu_0 M(x) dx G(x + vt)$, où $G(x + vt) = dC_H/du|_{u=x+vt}$. On a donc en définitive :

$$V(t) = -v\mu_0 Wh \int_{-\infty}^{+\infty} M(x)G(x + vt)dx \quad (21.23)$$

Pour simplifier les calculs, on admet que la hauteur de vol y_0 est bien inférieure à l'épaisseur de l'entrefer e , ce qui est conforme aux ordres de grandeur donnés plus haut. Dans ces conditions la fonction $G(x, t)$ est approximativement égale à :

$$G(x, t) = \frac{(C_H)_e}{\pi y_0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{x + vt + e/2}{y_0} \right)^2} - \frac{1}{1 + \left(\frac{x + vt - e/2}{y_0} \right)^2} \right] \quad (21.24)$$

Ici $(C_H)_e$ est le coefficient de champ de la tête mesuré au cœur de l'entrefer.

Par ailleurs, si pour simplifier encore les calculs on admet que a_2 est également grand devant y_0 , on peut assimiler le profil de G à deux pics de Dirac, chacun de contenu $\pi y_0 (C_H)_e / \pi y_0 = (C_H)_e$, centrés respectivement en $-vt - e/2$ et $-vt + e/2$. L'intégrale (21.23) se réduit alors à :

$$V(t) = vWh\mu_0 C_{He}(2/\pi)M_s \left[\text{Arctg}\left(-\frac{vt}{a_2} - \frac{e}{2a_2}\right) - \text{Arctg}\left(-\frac{vt}{a_2} + \frac{e}{2a_2}\right) \right] \quad (21.25)$$

L'allure de $V(t)$ est donnée sur la figure (21.11). Il est intéressant d'examiner deux cas limites. Le premier est un peu académique car il correspond à $e \ll 2a_2$. La différence entre les arcs est alors pratiquement une différentielle et :

$$V(t) = (1/\pi)vWh\mu_0(C_H)_eM_s \frac{e/a_2}{1 + (vt/a_2)^2} \quad (21.26)$$

On a donc un pic de tension *Lorentzien* de hauteur proportionnelle à $vWh(C_H)_eM_s e/a_2 = vWh\eta nM_s/a_2$ (on rappelle que n est le nombre de spires et η l'efficacité de la tête), et de largeur à mi-hauteur (exprimée en terme de distance parcourue par la bande) égale à $2a_2$.

Dans le deuxième cas extrême, on suppose que $e \gg a_2$. L'allure de $V(t)$ est alors proche de celle d'une impulsion carrée de hauteur proportionnelle à $vWh\eta(n/e)M_s$, indépendante de a_2 et de largeur à mi-hauteur égale à e .

Dans le cas général où, d'une part, a_2 est du même ordre que e et où, d'autre part, on ne néglige plus la hauteur de vol ni l'épaisseur du milieu, on montre que la largeur à mi-hauteur de l'impulsion de lecture correspondant à une transition (que l'on note PW_{50} pour *pulse width at 50%* dans la terminologie anglo-saxonne) est donnée par :

$$PW_{50} = [e^2 + 4(y_0 + a_2)(y_0 + a_2 + h)]^{1/2} \quad (21.27)$$

Notons que cette expression se réduit à $[e^2 + 4a_2^2]^{1/2}$ si la hauteur de vol y_0 et l'épaisseur h du milieu sont négligeables devant e et $2a_2$. Il est intéressant de remarquer que dans la formule générale, même si la transition est très raide ($a_2 = 0$), l'impulsion de lecture garde une largeur finie au moins égale à l'épaisseur de l'entrefer. Pour les têtes de 1997, les ordres de grandeur déjà donnés plus haut conduisent à $PW_{50} \sim 0,25 \mu\text{m}$. On note que $PW_{50} > 2a_2$ (voir § 4.3).

Une autre façon d'identifier les limites théoriques du processus de lecture est d'examiner la réponse *en terme de flux induit*, à une distribution sinusoïdale d'aimantation. Si $M(x) = M_s \sin(Kx)$, le calcul de $\Phi(t)$ dans l'approximation où y_0 et h sont tous deux très petits devant e et devant la longueur d'onde $\lambda = 2\pi/K$, donne :

$$\Phi(t) = -(1/2)\mu_0 W h e (C_H)_e M_s \sin(Kvt) \frac{\sin(Ke/2)}{Ke/2} \quad (21.28)$$

Le flux de lecture est sinusoïdal d'amplitude proportionnelle à $(2/Ke) \sin(Ke/2)$. Il y donc *apparition de zéros dans la réponse*, pour des longueurs d'onde caractéristiques $\lambda_m = 2\pi/K_m = e/m$, où m est un entier. Cette condition correspond à l'annulation du moment magnétique de la région de la couche qui baigne à tout instant dans le champ de l'entrefer.

En pratique pour caractériser une tête magnétique [13], on la met en œuvre successivement dans le mode écriture puis dans le mode lecture. Elle est d'abord alimentée par un courant carré alternatif d'amplitude et de fréquence variables pour inscrire à vitesse donnée sur un *disque de référence* un train de transitions périodiques. Après quoi, on relève la réponse en tension au signal enregistré (figure 21.9).

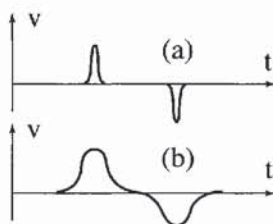


Figure 21.9 - Evolution de la forme du signal lecture en fonction de la fréquence spatiale d'écriture :
(a) en basse fréquence ;
(b) en haute fréquence

En basse fréquence, les transitions sont loin les unes des autres et on mesure des pics de tension d'amplitude indépendante de la fréquence et de largeur à mi-hauteur égale,

par définition, à celle d'une transition isolée (PW_{50}). Quand la fréquence f augmente, il se produit deux phénomènes : d'une part, à l'écriture, les transitions successives commencent à se chevaucher en même temps que l'amplitude du saut d'aimantation diminue ; on se rapproche alors d'une distribution d'aimantation *sinusoïdale*, dont l'amplitude décroît avec f ; d'autre part, à cet effet lié à l'écriture se combine la réponse dans le mode lecture que l'on peut déduire typiquement de la fonction de transfert donnée par l'équation (21.28).

On trace ainsi pour chaque niveau du courant d'écriture un spectre de tension pic en fonction de la fréquence spatiale exprimée en nombre de renversement de flux par mm de longueur de piste ($\text{fr/mm} = \text{flux reversal per mm}$). Un tel spectre est présenté sur la figure (21.9) d'après J.M. Fedeli [13]. On considère d'habitude que la fréquence maximum de travail correspond à une réduction de 50% de la sensibilité de la tête par rapport à sa valeur en basses fréquences.

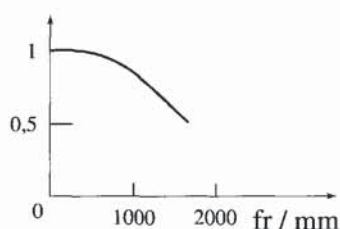


Figure 21.10 - Tension pic de lecture en fonction de la fréquence spatiale d'écriture (d'après [13])

5.2. LECTURE MAGNÉTORÉSISTIVE

Le couplage entre les phénomènes de transport de charges électriques et le magnétisme fait l'objet du chapitre 14, et les notions de *magnétorésistance anisotrope* des couches minces et de *magnétorésistance géante*, qui nous intéressent plus particulièrement ici, sont précisées au chapitre 20.

La figure (21.11) présente le schéma de principe d'un capteur magnétorésistif.

L'élément sensible est une couche mince magnétique douce, typiquement en alliage fer nickel (Permalloy), d'épaisseur t , de largeur b (selon Oy) et de longueur W (selon Oz). On fait circuler dans l'élément un courant I (selon la longueur W) et l'on mesure à ses bornes une tension $V = \rho (W/bt) I$ proportionnelle à la résistivité ρ de l'alliage dans la direction Oz considérée.

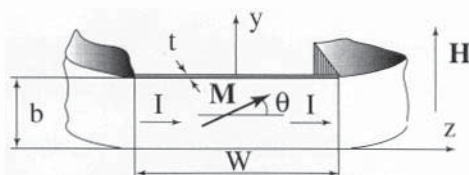


Figure 21.11 - Schéma de principe d'un capteur magnétorésistif

La couche possède par construction une anisotropie uniaxiale d'axe facile parallèle à Oz (incluant en particulier la contribution de forme) que l'on caractérise par le champ d'anisotropie total H_A . Enfin, un premier champ de polarisation petit devant H_A , appliqué selon Oz sert à stabiliser un état monodomaine. Le champ H à mesurer est appliqué selon Oy. Il fait tourner l'aimantation d'un angle θ entraînant l'apparition d'une composante induite M_y . D'après le chapitre (20), on a $\sin \theta = H/H_A = M_y/M_0$ où M_0 est l'aimantation spontanée de l'alliage. On a vu aussi au chapitre 20 que la

résistivité électrique d'un métal ou d'un alliage ferromagnétique était différente selon qu'on la mesure parallèlement ($\rho_{//}$) ou perpendiculairement (ρ_{\perp}) à l'aimantation. (Le tenseur de résistivité admet pour axes principaux la direction de l'aimantation, et deux axes quelconques dans le plan normal à cette dernière : en toute rigueur, cela n'est vrai que dans le cas des amorphes ou des polycristaux non texturés). Il en résulte que pour une couche mince uniaxiale, la résistivité ρ mesurée selon l'axe de facile aimantation est donnée par la relation :

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2\theta = \rho_{\perp} + \Delta\rho (1 - H_y^2/H_A^2) \\ &= \rho_{//} - \Delta\rho H_y^2/H_A^2 = \rho_{//} - \Delta\rho M_y^2/M_0^2\end{aligned}\quad (21.29)$$

où le paramètre $\Delta\rho = \rho_{//} - \rho_{\perp}$ est positif et vaut typiquement quelques pour cents de $\rho_{//}$ ou ρ_{\perp} . Cette loi conduit à une variation parabolique de la résistance R d'un élément magnétorésistif soumis à un champ H_y uniforme (figure 21.12-a), jusqu'à un champ de saturation égal à H_A . En pratique, la variation n'est parabolique qu'aux champs bien inférieurs au champ d'anisotropie H_A à cause de la non uniformité du champ démagnétisant transverse (figure 21.12-b) si bien qu'il apparaît un point d'inflexion autour duquel la réponse à de faibles variations de champ est linéaire. Une méthode simple de linéarisation consiste donc à polariser l'élément au point d'inflexion par un deuxième petit champ statique appliqué selon Oy .

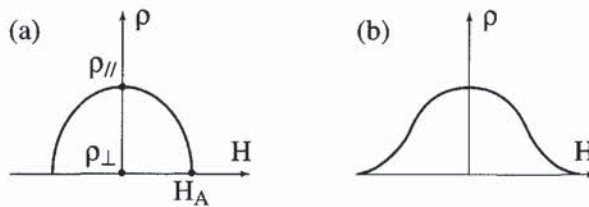


Figure 21.12 - Effet magnétorésistif dans une couche mince à anisotropie uniaxiale
(a) comportement théorique - (b) comportement observé

Une autre méthode de linéarisation consiste à faire circuler le courant à 45° de l'axe de facile aimantation, sans polariser la couche [17]. Cette technique est baptisée "Barber pole" (littéralement "enseigne de coiffeur"), car elle met en œuvre un motif de bandes parallèles très conductrices (beaucoup plus conductrices que le Permalloy!) qui imposent la direction à 45° des lignes de courant (figure 21.13).

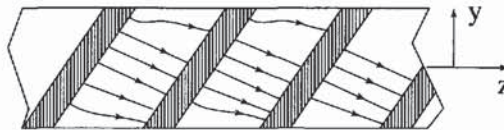


Figure 21.13 - Technique de linéarisation dite de "Barber pole"

Pour des informations complémentaires sur les méthodes de polarisation et de linéarisation notamment celles mises en œuvre dans les capteurs pour têtes de lecture, nous renvoyons le lecteur à la référence [3]. Nous abordons maintenant l'application

spécifique aux têtes de lecture. Le champ qu'il s'agit de détecter est encore une fois le champ de fuite de la piste magnétique enregistrée. Pour cela, nous plaçons l'élément magnétorésistif comme indiqué sur la figure (21.14), le plan Oyz de la couche sensible étant perpendiculaire à l'axe Ox de la piste.

On a vu, dans l'étude du procédé inductif, que le champ de fuite du milieu d'enregistrement possédait deux composantes H_x et H_y . La composante H_x normale à la couche sensible ne produit qu'une rotation très faible de l'aimantation en dehors du plan Oyz et peut être négligée ici.

On est donc ramené à la mesure du champ H_y parallèle à la largeur b de l'élément, mais il apparaît une différence importante avec le capteur de champ discuté plus haut. En effet ici H_y varie rapidement avec la hauteur y au-dessus du milieu et l'élément est donc soumis à un champ très inhomogène.

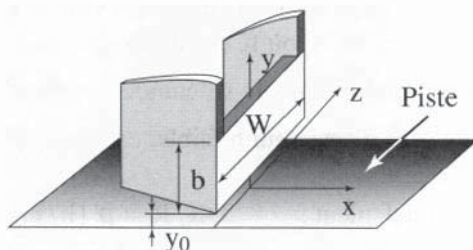


Figure 21.14 - Configuration de base d'une tête de lecture magnétorésistive

Chaque bande élémentaire de couche sensible de largeur dy et de longueur W subit une variation de résistivité différente $D\rho(y)$. On montre, compte tenu de la faiblesse des variations relatives de résistivité mises en œuvre, que la variation relative de résistance de l'élément magnétorésistif DR/R est donnée par :

$$\frac{DR}{R} = \frac{1}{b} \int_{y_0}^{y_0+b} \frac{D\rho(y)}{\rho} dy \quad (21.30)$$

Ici y_0 est encore la hauteur de vol de la tête, mais l'origine des cotes est prise sur la piste magnétique. On suppose que la réponse de l'élément magnétorésistif est convenablement linéarisée de sorte que l'on peut écrire $D\rho(y)/\rho = \rho' M_y$. Par ailleurs la couche sensible est aussi une couche magnétique *douce* ($H_A \ll M_s$) donc à forte susceptibilité, si bien que l'induction B_y se réduit pratiquement à $\mu_0 M_y$. En définitive la relation (21.30) s'écrit :

$$\frac{DR}{R} = \frac{\rho'}{b\mu_0} \int_{y_0}^{y_0+b} B_y dy \quad (21.31)$$

Imaginons que l'on bobine autour de l'élément magnétorésistif un enroulement serré d'axe Oy de n' spires par mètre, de longueur b . Le flux Φ à travers le solénoïde ainsi constitué s'écrirait :

$$\Phi = n' t W \int_{y_0}^{y_0+b} B_y dy \quad (21.32)$$

Ainsi la variation relative de résistance de l'élément magnétorésistif peut s'exprimer sous la forme :

$$DR/R = \rho' \Phi / (b W t \mu_0 n') \quad (21.33)$$

L'intérêt de cette relation qui semble quelque peu artificielle est de nous permettre encore une fois d'utiliser le théorème de réciprocité. En effet, si le solénoïde fictif est parcouru par un courant I , il crée en tout point P un champ proportionnel à la *densité de courant* $n'I$, si bien que le coefficient de champ $C_H(P)$ de la bobine, compte tenu de la présence du noyau doux que constitue la couche magnétorésistive, peut s'écrire : $C_H(P) = n' K(P)$, où K est le champ créé par une densité $n'I$ égale à l'unité.

Le flux induit dans le solénoïde fictif par l'aimantation $M_x(x)$ de la couche support (supposée d'épaisseur h faible) est alors : $\Phi = n' \mu_0 \int_{-\infty}^{+\infty} W h M(x) K_x(x, 0) dx$.

$$\text{D'où finalement : } DR/R = \rho' (h/bt) \int_{-\infty}^{+\infty} M(x) K_x(x) dx \quad (21.34)$$

Il est intéressant de récrire cette relation sous la forme équivalente :

$$DR/R = \rho' (h/bt) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dM_x}{dx} \Psi(x, 0) dx \quad (21.35)$$

où $\Psi(x)$ est cette fois le potentiel magnétique créé par la densité de courant unité dans le solénoïde fictif. Notons qu'ici Ψ a la dimension d'une longueur.

Dans la configuration simple de la figure (21.13), le champ $n'I K_x(x, 0)$ créé par le solénoïde fictif au niveau du milieu d'enregistrement se réduit au moins approximativement à celui de deux lignes infinies de masses magnétiques de densités linéiques respectives $m' \sim -M_y t \sim -(M_0/H_A) n' I t$, en $y = y_0$, et $+(M_0/H_A) n' I t$ en $y = y_0 + b$, ce qui conduit à :

$$\Psi(x, 0) = -\frac{M_0 t}{4\pi H_A} \text{Ln} \left(\frac{x^2 + y_0^2}{x^2 + (y_0 + b)^2} \right) \quad (21.36)$$

Dans cette formule, il faut rappeler que M_0 et H_A caractérisent la couche magnétorésistive, tandis que dans l'équation (21.34), $M(x)$ est l'aimantation longitudinale de la piste. Le signal produit par le passage d'une transition brutale de $-M_s$ à $+M_s$ (ce qui donne un pic de Dirac de contenu $2M_s$ pour dM_x/dx) est simplement (avec $b \gg y_0$) :

$$\frac{DR(x)}{R} \approx \frac{h}{b} \frac{\rho' M_0}{2\pi H_A} M_s \text{Ln} \left(\frac{x^2 + y_0^2}{x^2 + b^2} \right) \quad (21.37)$$

Dans cette relation, x est l'abscisse de la transition. On vérifie que le signal de lecture, proportionnel à DR/R , est un pic centré sur l'abscisse $x = 0$, de largeur à mi-hauteur $2(by_0)^{1/2}$. Cette largeur caractérise la limitation de résolution strictement due à la tête magnétorésistive. On note que l'élargissement dû à la lecture s'annule avec la hauteur de vol, mais avec les ordres de grandeur de l'état de l'art en 1997 ($b = 0,6 \mu\text{m}$ et $y_0 = 0,05 \mu\text{m}$), on calcule qu'il vaut $0,35 \mu\text{m}$. C'est une valeur qui reste supérieure à celle caractérisant les meilleures têtes inductives (voir paragraphe précédent), toutefois la situation change radicalement si on associe des *blindages magnétiques* à l'élément magnétorésistif.

La configuration mise en œuvre est analogue à celle des têtes inductives en couches minces verticales, du moins au voisinage immédiat du milieu (figure 21.15-a). En effet, les deux couches douces de blindage sont perpendiculaires à l'axe de la piste et définissent un entrefer de très faible épaisseur dans lequel on loge l'élément magnétorésistif. Les dimensions indiquées sur la figure sont données à titre indicatif comme représentatives de l'état de l'art en 1997, sachant que l'évolution dans ce domaine est très rapide.

La ressemblance avec une tête inductive disparaît dès que l'on s'éloigne du milieu d'enregistrement : les écrans ont une hauteur limitée, il n'est pas nécessaire de fermer le circuit magnétique et bien sûr encore moins nécessaire de prévoir un enroulement !

Pour calculer la réponse d'une telle tête, on peut encore mettre à profit le théorème de réciprocité et donc déterminer le potentiel magnétique $\Psi(x, 0)$ produit sur le milieu d'enregistrement par un solénoïde fictif ayant les dimensions de l'élément sensible et supportant une densité de courant unité.

Dans cette approche, on peut faire la même hypothèse que Karlqvist, à savoir que la répartition de potentiel magnétique entre les plaques, qui est linéaire au cœur de la structure, se conserve jusqu'à la sortie de l'entrefer c'est-à-dire sur le plan $y = y_0$. Le potentiel Ψ_t sur ce plan a donc la forme indiquée sur la figure 21.15-b. C'est un trapèze de hauteur $\bar{\Psi}_t$ et de largeur à mi hauteur $(1/2)(e + t)$ qui peut être décomposé en deux potentiels de Karlqvist. On peut alors trouver une expression analytique du potentiel cherché à une cote y quelconque, en utilisant des résultats déjà établis (voir § 4.1). Le problème se ramène donc en définitive à la détermination de $\bar{\Psi}_t$. Pour cela, on utilise un modèle de ligne à réluctances réparties analogue à une ligne triplaque résistive. Le lecteur désirant approfondir ce point pourra consulter l'ouvrage très documenté de P. Ciureanu et H. Gavrilă [3]. Nous ne donnerons ici que quelques indications.

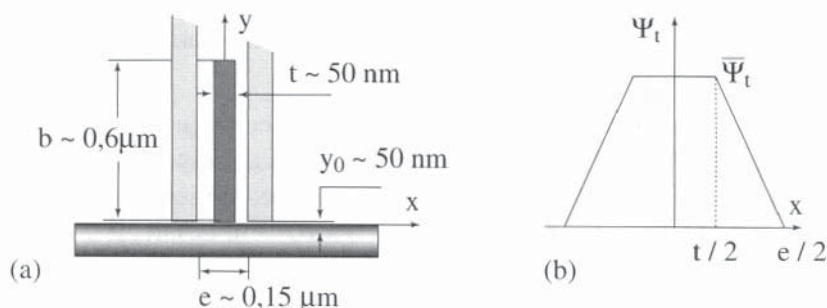


Figure 21.15 - Tête magnétorésistive avec blindages

(a) géométrie et définition des axes

(b) forme du potentiel magnétique induit par le solénoïde fictif sur le plan $y = y_0$

Dans le modèle de ligne à réluctance distribuée, le potentiel Ψ de la plaque centrale (la couche sensible) et le flux Φ qui la parcourt sont des fonctions de la seule variable y , solutions du système d'équations différentielles :

$$d\Phi/dy = -\Psi \Lambda'; d\Psi/dy = nI - \mathcal{R}'\Phi \quad (21.38)$$

où \mathcal{R}' est la réluctance par unité de longueur de la plaque centrale (la couche magnétorésistive) et Λ' la perméance par unité de longueur des deux demi-entrefers en parallèle. nI est la force magnétomotrice par unité de longueur associée au solénoïde fictif. On vérifie que la quantité $(\Lambda' \mathcal{R}')^{-1/2}$ a la dimension d'une longueur que l'on note L_c .

Si μ est la perméabilité *intrinsèque* de la couche magnétorésistive, alors :

$$\mathcal{R}' = 1/(\mu_0 \mu W t); \Lambda' = 4\mu_0 W/(e-t); L_c = [4/(\mu(e-t)t)]^{1/2} \quad (21.39)$$

Il existe une solution simple, si la hauteur b de l'élément magnétorésistif est faible devant la longueur caractéristique L_c . En effet, la variation du potentiel et du flux en fonction de y est alors linéaire et par symétrie on a forcément $\Psi = 0$ au centre de l'élément, c'est-à-dire en $y = b/2$. On vérifie dans ces conditions que : $\overline{\Psi}_t = nIb/2 = b/2$ (puisque par définition de Ψ , $nI = 1 \text{ A/m}$).

Le potentiel sur le plan de sortie de l'entrefer est alors un trapèze de hauteur $b/2$, de largeur à mi-hauteur $(e+t)/2$ qui peut être utilisé comme la condition aux limites d'une combinaison de deux solutions de Karlqvist, comme nous l'avons déjà expliqué.

Le résultat à retenir est que la présence des écrans permet de retrouver des impulsions de lecture de largeur comparable à celle des têtes inductives.

Mais l'avantage significatif des têtes magnétorésistives sur leurs homologues inductives est alors *l'amplitude* du signal fourni, outre le fait qu'il soit *indépendant de la vitesse* de défilement de la piste. On calcule en effet et l'on vérifie que le signal de lecture correspond pratiquement à la saturation de la magnétorésistance, en d'autres termes $DR/R \sim (\rho_{||} - \rho_{\perp})/2\rho \sim 1\% \text{ à } 2\%$.

La tension recueillie, $DV = I_0 DR = V_0 DR/R$ ne dépend alors que de la tension de polarisation V_0 de l'élément. Cette dernière est limitée par des *considérations de dissipation thermique*. Si P'_m est la puissance maximum que l'on peut dissiper par unité de surface de la couche magnétorésistive, alors la polarisation optimum est : $V_0/W = (\rho P'_m)^{1/2} t^{-1/2}$.

Un ordre de grandeur admis dans le cas de l'échange thermique avec un substrat de silicium massif est $P'_m \sim 30 \mu W/\mu m^2$ (notons que cela correspond à 30 MW/m^2 !). Comme ρ est de l'ordre de $20 \mu\Omega \text{ cm}$ dans les alliages utilisés, on a finalement : $(\rho P'_m)^{1/2} = 2.5 \text{ V/m}^{1/2}$. Avec $t = 0,05 \mu m = 5 \times 10^{-8} \text{ m}$ et $DR/R = 1\%$, il vient $DV/W \sim 100 \mu V/\mu m$.

Cette valeur est à peu près dix fois plus élevée que celle caractérisant une tête inductive. A amplitude donnée, on peut donc en particulier *diminuer fortement la largeur de piste* W , ce qui à longueur de bit constante est une autre façon d'augmenter la densité d'informations élémentaires par unité de surface sur un disque ou une bande.

Par ailleurs, il existe dans ces têtes un potentiel d'amélioration considérable : diminution des épaisseurs dans les matériaux classiques, mise en œuvre de nouveaux matériaux présentant des effets de magnétorésistance géante (voir chapitre 20).

6. REMARQUE CONCLUSIVE

Nous n'avons rien dit dans ce chapitre sur un aspect des mémoires à disque ou à bande qui, pour être non magnétique, n'en mérite pas moins la plus grande attention de la part de l'ingénieur concepteur. Il s'agit du problème général de l'interaction mécanique entre le milieu et la tête qui se déplacent à des vitesses relatives allant typiquement de 0,5 m/s à 5 m/s.

La tendance actuelle est de travailler pratiquement *au contact*, ce qui a toujours été le cas pour les bandes mais pas dans les mémoires à disques durs où l'on faisait littéralement voler la tête à une fraction de micron de la surface du disque. Les problèmes tribologiques prennent maintenant le pas sur les problèmes d'aérodynamique. Le lecteur intéressé par ces problèmes pourra notamment consulter la référence [18].

Nous terminerons en attirant l'attention sur quelques références générales récentes : [19], [20], [21], [22].

RÉFÉRENCES

- [1] W.K. WESTMIJZE, Philips Res. Rep. (1953) **8**, 148, article reproduit dans [2].
- [2] R.M. WHITE, Introduction to magnetic recording (1984) IEEE Press.
- [3] P. CIUREANU, H. GAVRILA, Magnetic heads for digital recording, Studies in electrical engineering (1990) **39**, Elsevier.
- [4] S.B. LUITJENS, in High density digital recording (1993) édité par K.H.J. Buschow, G. Long, F. Grandjean, NATO ASI Series E, Applied Sciences, **229**, chap. 8, p. 217, Kluwers Academic Publishers.
- [5] T. SUZUKI, MRS Bulletin (1996) **21**, 42.
- [6] M. MANSURIPUR, The physical principles of magneto-optical recording (1995) Cambridge University Press.
- [7] A.H. ESCHENFELDER, Magnetic bubble technology (1980) Springer Series in Solid State Sciences, vol. **14**, Springer-Verlag.
- [8] D.F. EAGLE, J.C. MALLINSON, J. Appl. Phys. (1967) **38**, 995.
- [9] J.E. KNOWLES, I.E.E.E. Trans. Magn. (1980) **MAG 16**, 62.
- [10] J.L. DORMANN, D. FIORANI, E. TRONC, Adv. Chem. Phys. (1997) **98**, 283.
- [11] K.H.J. BUSCHOW, in High density digital recording (1993) édité par K.H.J. Buschow, G. Long, F. Grandjean, NATO ASI Series E, Applied Sciences, **229** chap. 12, p. 355, Kluwers Academic Publishers.
- [12] O. KARLQVIST, Trans. Royal Inst. Techn. Stockholm (1954) **86**, article reproduit dans [2].
- [13] J.M. FEDELI, in High density digital recording (1993) édité par K.H.J. Buschow, G. Long, F. Grandjean, NATO ASI series E, Applied Sciences, **229**, chapitre 9, 251.
- [14] R.E. JONES, W. NYSTROM, U.S. Patent 4 190 872 du 26 février 1980.
- [15] I. ELABD, I.E.E.E. Trans. Audio (1963) **AU11**, 21.

- [16] M. WILLIAMS, R. COMSTOCK, *AIP Conf. Proc.* (1971) Pt 1, n°5, 738, article reproduit dans [2].
- [17] K.E. KUIJK, W.J. VAN GESTEL, F.W. GORTER, *I.E.E.E. Trans.Magnetics* (1975) **MAG 11**, 1215.
- [18] BHARAT BHUSHAN, in *High density digital recording* (1993) édité par K.H.J. Buschow, G. Long, F. Grandjean, NATO ASI Series E, Applied Sciences, **229**, chap. 10, p. 281, Kluwers Academic Publishers.
- [19] C.D. MEE, E.D. DANIEL, *Magnetic recording* (1987) McGraw-Hill.
- [20] A.S. HOAGLAND, J.E. MONSON, *Digital magnetic recording*, 2ème édition (1991) Wiley, New York.
- [21] J.J.M. RUIGROK, *Short wavelength magnetic recording* (1990) Elsevier.
- [22] J.C. MALLINSON, *The foundation of magnetic recording* (1987) Academic Press, London.

CHAPITRE 22

FERROFLUIDES

Un ferrofluide est une suspension de petites particules magnétiques dans un liquide porteur. On présente d'abord les caractéristiques d'un ferrofluide, en particulier les critères de stabilité d'une telle suspension, ainsi que les méthodes de préparation. On décrit ensuite ses propriétés et les effets d'un champ magnétique : superparamagnétisme, interactions dipolaires conduisant à la formation de chaînes, biréfringence, viscosité ... On présente également un certain nombre d'applications mettant en jeu, pour l'essentiel, les effets du champ magnétique : confinement dans des gradients de champ, variation de perméabilité du milieu par déformation du fluide, variation de biréfringence, de viscosité. On conclut enfin en présentant un effet spectaculaire propre aux ferrofluides et qui résulte de l'état liquide de ce matériau, les instabilités de surface en présence de champ magnétique.

1. INTRODUCTION

Un ferrofluide est ce que l'on appelle un liquide magnétique, mais c'est en réalité une suspension colloïdale de petites particules magnétiques dans un liquide porteur.

En général, les matériaux magnétiques ont une température de Curie très inférieure à leur température de fusion. Il y a bien l'hélium 3 qui peut être polarisé en dessous de 2.7 mK et que l'on peut considérer comme un liquide magnétique mais, à cette température, il ne donne pas lieu à des applications pratiques. L'oxygène liquide, paramagnétique, peut également être considéré comme un liquide magnétique et a été utilisé pour visualiser des domaines magnétiques à basse température. Plus récemment, un ordre magnétique à longue distance a été mis en évidence dans des alliages de cobalt-palladium, autour de la composition $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$, dans l'état liquide surfondu [1, 2]. Dans ce cas, le matériau est amené par trempe dans un état liquide métastable, en dessous de sa température de fusion.

De manière pratique, pour allier les propriétés d'un liquide et d'un matériau magnétique, on disperse des particules magnétiques dans un liquide. L'idée est ancienne : c'est la *poudre de Bitter*, utilisée depuis les années 1930 pour visualiser les domaines magnétiques. On dépose le liquide sur une surface polie d'un échantillon magnétique

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

des autres. Ce type de ferrofluides est obtenu par broyage d'une poudre grossière (grains de l'ordre du μm) en général de magnétite, en présence du surfactant. Cette opération peut durer très longtemps, jusqu'à mille heures. C'est la présence du surfactant pendant le broyage qui permet une telle réduction de taille (jusqu'à 10 nm) et qui conduit à des grains recouverts d'une monocouche de polymère. Il est possible par cette méthode d'utiliser différents solvants (liquides porteurs) comme l'eau, ou des hydrocarbures comme le kérosène. Ce type de ferrofluides est le plus répandu, commercialisé par la firme Ferrofluidics®.

2.2.2. Ferrofluides ioniques

Dans ce type de ferrofluides, les grains magnétiques portent une charge électrique. Ce sont en quelque sorte de gros ions qui se maintiennent à une certaine distance les uns des autres par répulsion électrostatique. En réalité, cette répulsion est écrantée en partie par des ions de signe contraire et présents dans la solution pour en assurer la neutralité. Néanmoins, les particules magnétiques se repoussent à courte distance. Ces ferrofluides sont obtenus par une réaction de précipitation à partir de sels de fer dissous, en général chlorure ferreux et chlorure ferrique, dont la proportion détermine la taille des grains. Cette méthode de préparation est plus simple, plus rapide et meilleur marché que la réduction de taille par broyage. En ajoutant en plus des surfactants, il est possible d'utiliser des liquides porteurs variés : eau, huile, solvants organiques, ... Ce type de ferrofluides est celui de la filière française développée par Massart [6].

3. PROPRIÉTÉS DES FERROFLUIDES

3.1. SUPERPARAMAGNÉTISME

Les grains magnétiques dans un ferrofluide ont une taille typique de l'ordre de 10 nm et sont donc monodomaines. En effet, pour les matériaux couramment utilisés pour réaliser des ferrofluides, cette dimension est inférieure ou de l'ordre de la largeur de paroi et il n'y a donc pas la place pour une paroi dans un grain. Même pour des matériaux qui auraient une anisotropie très forte, conduisant à des parois de quelques nm, une subdivision en domaines coûterait trop cher en énergie. Les grains sont donc de petits aimants en suspension dans le liquide porteur.

En raison de l'agitation thermique, les grains sont animés d'un mouvement brownien qui les déplace dans toutes les directions (ce qui empêche – on l'a vu – la sédimentation du ferrofluide), et qui les désoriente aussi sans cesse : leur orientation fluctue alors dans toutes les directions et, sous champ nul, on n'observe pas d'aimantation résultante en moyenne. Le ferrofluide se comporte comme un matériau paramagnétique : c'est ce que l'on appelle un superparamagnétique où les grains sont en quelque sorte des porteurs de super-moments magnétiques. Lorsque l'on applique un champ

magnétique, les moments fluctuent toujours, mais en moyenne la composante de l'aimantation dans la direction du champ n'est plus nulle. Le ferrofluide s'aimante et peut atteindre la saturation pour un champ suffisamment intense, lorsque tous les grains sont alignés (voir § 2.3 du chapitre 4). En supposant des grains sans interaction, on peut décrire la variation d'aimantation d'un ferrofluide en fonction du champ par une loi de Langevin (équation 4.20).

En effet, si l'aimantation du matériau constituant les particules est \mathbf{M}_p , le moment magnétique d'un grain de volume V s'écrit : $\mathbf{m} = \mathbf{M}_p V$. Lorsque le moment fait un angle Θ avec le champ appliqué, le grain est soumis à un couple : $\Gamma = \mu_0 \mathbf{m} \mathbf{H} \sin \Theta$, et l'énergie magnétique du grain dans le champ s'écrit :

$$E_H = -\mu_0 \mathbf{m} \mathbf{H} \cos \Theta \quad (22.3)$$

En champ nul, l'orientation des grains est distribuée uniformément et la probabilité de trouver un grain faisant un angle Θ avec une direction donnée est égale à :

$$p(\Theta) = (1/2) \sin \Theta \quad (22.4)$$

Quand un champ magnétique est appliqué, la probabilité de trouver un grain faisant un angle Θ avec la direction du champ est, de plus, proportionnelle au facteur de Boltzmann $\exp(-E_H/k_B T)$. Seule la moyenne de la composante du moment suivant la direction du champ est non nulle, et elle s'écrit (voir équation 4.18) :

$$\langle \mathbf{m} \cos \Theta \rangle = \frac{\int_0^\pi \mathbf{m} \cos \Theta \exp\left(\frac{\mu_0 \mathbf{m} \mathbf{H} \cos \Theta}{k_B T}\right) \frac{\sin \Theta}{2} d\Theta}{\int_0^\pi \exp\left(\frac{\mu_0 \mathbf{m} \mathbf{H} \cos \Theta}{k_B T}\right) \frac{\sin \Theta}{2} d\Theta} \quad (22.5)$$

En posant $x = \mu_0 \mathbf{m} \mathbf{H} / k_B T$, on obtient :

$$\langle \mathbf{m} \cos \Theta \rangle = \mathbf{m} (\coth x - 1/x) \quad (22.6)$$

qui est la fonction de Langevin. L'aimantation du ferrofluide est égale au moment moyen par unité de volume :

$$\mathbf{M}_f = \langle \mathbf{m} \cos \Theta \rangle \Phi / V = \Phi \mathbf{M}_p (\coth x - 1/x) \quad (22.7)$$

avec :
$$x = \mu_0 \mathbf{m} \mathbf{H} / k_B T = \mu_0 \mathbf{M}_p V \mathbf{H} / k_B T \quad (22.8)$$

\mathbf{M}_p est l'aimantation à saturation du matériau constituant les particules magnétiques, V le volume des particules et Φ la fraction de volume occupée par les grains. C'est la loi de Langevin qui décrit l'aimantation d'un corps paramagnétique sans interaction en fonction du champ H et de la température. L'aimantation à saturation d'un ferrofluide est donc égale à $\Phi \mathbf{M}_p$, et sa susceptibilité initiale, obtenue en développant la fonction de Langevin pour x petit, s'écrit :

$$\chi_i = \lim_{H \rightarrow 0} (M_f / H) = (\Phi \mu_0 M_p^2 V) / (3k_B T) \quad (22.9)$$

Comme on l'a dit, l'orientation des moments magnétiques fluctue à cause du mouvement brownien des grains. En réalité il existe également une autre origine à la fluctuation de cette orientation, c'est le retournement du moment dans le grain. Dans le cas d'un grain à anisotropie uniaxiale, le moment peut fluctuer entre les 2 directions opposées de facile aimantation, en franchissant la barrière d'énergie liée à l'anisotropie. C'est un phénomène thermiquement activé. Ce mécanisme de fluctuation, appelé mécanisme de Néel, peut coexister avec le mécanisme brownien de fluctuation de l'orientation des grains. Les constantes de temps associées à ces 2 mécanismes dépendent de la taille des grains, de la constante d'anisotropie, de la viscosité du fluide porteur et de la température. Les temps caractéristiques, qui décrivent par exemple la relaxation de l'aimantation lorsque l'on coupe brutalement le champ magnétique, s'écrivent :

$$\tau_B = 3V\eta/k_B T \quad (22.10)$$

pour le mécanisme brownien, où V est le volume des grains et η la viscosité du fluide porteur, et :

$$\tau_N = f_0^{-1} \exp(KV/k_B T) \quad (22.11)$$

pour le mécanisme de Néel, où K est la constante d'anisotropie et f_0 une fréquence d'essai de franchissement de la barrière, typiquement de l'ordre de 10^9 Hz. KV correspond à la hauteur de la barrière d'énergie à franchir pour retourner l'aimantation dans un grain.

Lorsque $\tau_N \ll \tau_B$, on parle de superparamagnétisme intrinsèque, et lorsque $\tau_B \ll \tau_N$ de superparamagnétisme extrinsèque. Typiquement, τ_N est de l'ordre de 10^{-9} s et τ_B de l'ordre de 10^{-7} s. En jouant sur les paramètres on peut changer de régime, et, en baissant la température, on rencontrera successivement les températures de blocage des 2 mécanismes. A basse température le système est figé magnétiquement et va avoir un comportement vitreux, au sens des verres de spins, avec tous les phénomènes de relaxation associés.

3.2. INTERACTIONS ENTRE PARTICULES : FORMATION DE CHAÎNES

Les grains magnétiques monodomaines d'un ferrofluide interagissent par interaction dipolaire. Il n'y a pas d'interaction d'échange entre grains (interaction à très courte portée) et donc, ici, l'interaction dipolaire n'est pas négligeable si le ferrofluide n'est pas trop dilué. L'énergie d'interaction entre 2 dipôles \mathbf{m}_1 et \mathbf{m}_2 s'écrit, d'après les équations (2.24) et (2.81) :

$$E_{\text{dip}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \frac{\mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2}{r^3} - 3 \frac{(\mathbf{m}_1 \mathbf{r})(\mathbf{m}_2 \mathbf{r})}{r^5} \right\} \quad (22.12)$$

où \mathbf{r} est le vecteur qui relie les 2 dipôles. L'énergie du système de 2 dipôles est minimale quand ils sont au contact et orientés parallèlement à \mathbf{r} . Dans ce cas, pour des grains sphériques de volume $V = \pi d^3/6$ et de moment $\mathbf{m} = \mathbf{M}_p V$, l'énergie vaut :

$$E_{\text{dip}} = -\mu_0 M_p^2 V / 12 \quad (22.13)$$

Le rapport entre l'énergie thermique et l'énergie dipolaire par particule, $24k_B T / \mu_0 M_p^2 V$, définit alors la taille des particules, pour une aimantation donnée, telle que l'agitation thermique s'oppose à l'agglomération par interaction dipolaire. Ce critère de taille est rempli en champ nul pour les ferrofluides classiques où les grains se repoussent à courte distance. Les fluctuations thermiques sont d'autant plus efficaces que le moment fluctue dans les grains et que l'orientation des grains fluctue.

Lorsqu'un champ est appliqué, les moments ont tendance à s'aligner avec le champ, les fluctuations thermiques sont moins efficaces et les grains forment des chaînes dans la direction du champ, d'autant plus longues que le champ est grand (en fait, même en champ nul les grains peuvent former des chaînes, mais courtes et d'orientation aléatoire). Cet effet de formation de chaînes sous champ est réversible, c'est-à-dire que les chaînes se détruisent lorsque le champ est ramené à zéro.

On a décrit la loi d'aimantation d'un ferrofluide sans interaction par une fonction de Langevin et une susceptibilité initiale en $1/T$. Pour tenir compte des interactions dipolaires, une démarche consiste à les traduire par un champ moyen créé par l'environnement sur une particule, champ moyen qui s'ajoute au champ appliqué. Cette approche, appliquée au cas de ferrofluides congelés et plus généralement à celui de petites particules en interaction dipolaire dans une matrice solide, met en évidence un comportement de type Curie-Weiss, c'est-à-dire une susceptibilité initiale en $1/(T - T_0)$ (et non plus en $1/T$) où T_0 est une température d'ordre. La nature de cet ordre est encore controversée.

Dans le cas du ferrofluide à l'état liquide, il faudrait également tenir compte des corrélations spatiales, du fait que les particules se déplacent et viennent former des chaînes et que donc les champs moyens décrivant les interactions ne doivent plus être ceux estimés pour des particules isolées, monodisperses (toutes de même taille) et uniformément réparties. Une autre approche, qui essaie de tenir compte de ces effets, est la simulation numérique, de type Monte-Carlo [7, 8]. L'énergie du système s'écrit :

$$E = E_r + E_{\text{dip}} + E_H \quad (22.14)$$

où E_r est le terme de répulsion à courte distance, E_{dip} l'énergie dipolaire d'un grain en interaction avec ses voisins et E_H le terme d'énergie lié au champ magnétique. Les particules se déplacent et s'orientent de manière à minimiser l'énergie, en présence d'une température T et en respectant une distribution de Boltzmann $\exp(-E/k_B T)$. Ce type de simulation met en évidence les chaînes courtes et désorientées en champ nul, la formation de chaînes plus longues et dans la direction du champ appliqué lorsqu'il n'est plus nul, et une susceptibilité initiale de type Curie-Weiss en $1/(T - T_0)$.

3.3. VISCOSITÉ

Comme nous l'avons mentionné, contrairement aux premiers liquides magnétiques constitués de particules de fer microniques dans de l'huile, un ferrofluide reste liquide en présence de champ magnétique, même aimanté à saturation. En revanche, ses

propriétés rhéologiques sont modifiées par le champ et sa viscosité est donc une caractéristique importante.

La viscosité d'un ferrofluide est gouvernée par celle du fluide porteur, et la possibilité de choisir différents solvants permet de choisir diverses gammes de viscosité : eau, kérosène, huile, ... La présence des grains dans le liquide augmente cette viscosité initiale, même en l'absence de champ magnétique.

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué et que le ferrofluide est soumis à une force de cisaillement, les particules ont tendance à rester alignées avec le champ et les gradients de vitesse dans le fluide autour des particules, donc la viscosité, sont augmentés. Quand la *vorticité* du fluide est parallèle au champ magnétique, les particules peuvent tourner librement et le champ n'a pas d'effet sur la viscosité. En revanche, si le champ et la vorticité sont perpendiculaires, l'augmentation de viscosité due au champ est maximale.

3.4. BIRÉFRINGENCE OPTIQUE

Les grains magnétiques d'un ferrofluide ont une biréfringence linéaire, c'est-à-dire qu'ils présentent un indice optique différent suivant que la lumière est polarisée parallèlement ou perpendiculairement à l'axe de facile aimantation. En d'autres termes, les vitesses de propagation parallèlement ou perpendiculairement à l'axe de facile aimantation ne sont pas égales. Il peut exister également un faible dichroïsme, c'est-à-dire une différence de coefficient d'absorption entre une lumière polarisée parallèlement ou perpendiculairement à l'axe de facile aimantation. Mais cet effet est très faible et c'est essentiellement la biréfringence qui est utilisée.

En champ nul, les orientations des grains sont distribuées uniformément au sein du ferrofluide et donc la biréfringence moyenne est nulle. Lorsqu'un champ est appliqué dans une direction, un certain taux d'orientation des grains est obtenu et la biréfringence n'est plus nulle en moyenne.

Dans le cas d'une biréfringence nulle ($n_{//} - n_{\perp} = 0$), une lumière polarisée linéairement le restera après avoir traversé le matériau. En utilisant un analyseur croisé avec le polariseur, on pourra "éteindre" la lumière transmise. Dans le cas d'une biréfringence non nulle, sous champ magnétique, une lumière polarisée linéairement suivant une direction propre de la biréfringence (parallèlement ou perpendiculairement au champ) le restera également. En revanche une lumière polarisée linéairement dans une autre direction deviendra elliptique après avoir traversé l'échantillon et, dans les conditions précédentes de polariseur et analyseur croisés, la lumière transmise ne sera plus éteinte. L'effet d'un champ magnétique pourra donc être mis en évidence, car le ferrofluide laissera passer la lumière en s'aimantant alors qu'il ne la laissait pas passer en champ nul.

Un ferrofluide est en général très absorbant pour la lumière visible et pour mettre en évidence cette propriété optique il est nécessaire soit de travailler avec des épaisseurs

de ferrofluide réduites, soit avec des ferrofluides très dilués. Récemment des ferrofluides à base de grenats magnétiques (YIG) ont été réalisés [9] : ces grenats sont des isolants, transparents aux faibles épaisseurs pour la lumière visible et on peut en attendre des propriétés optiques intéressantes.

4. APPLICATIONS

Un des intérêts des ferrofluides est leurs applications, réalisées ou potentielles, tirant profit du caractère liquide et magnétique du matériau. Ces applications utilisent le fait que c'est un matériau déformable qui peut donc adopter la forme désirée. On peut le maintenir en place, ou au contraire le déplacer par des gradients de champ. Ses propriétés dépendent du champ magnétique qui peut, de plus, agir à distance. Etant constitué de petites particules dans des solvants variés, il peut également être incorporé à divers types de substances ou de matériaux. Un certain nombre de ces applications ont atteint le stade industriel, mais beaucoup restent au niveau du prototype, voire du principe. Mais le développement et la recherche de nouvelles utilisations des ferrofluides reste un domaine toujours très actif.

4.1. JOINTS ÉTANCHES À GRANDE DURÉE DE VIE

L'utilisation la plus courante, et réellement commerciale, est la réalisation de joints pour des systèmes d'arbres tournants, en particulier à grande vitesse. Le ferrofluide est maintenu en place autour d'un axe par des aimants permanents annulaires. Le liquide porteur est à base d'huile, donc lubrifiant. Le fait qu'il n'y ait pas d'usure, donc pas de poussière dans le système, confère à ces joints une durée de vie très longue, supérieure à 10 ans. Ils sont également très étanches.

4.2. LUBRIFICATION - TRANSFERT THERMIQUE

Certaines applications utilisent le fait qu'un revêtement de ferrofluide peut être maintenu, par exemple dans un tube, par des aimants permanents. Cette couche de ferrofluide peut assurer la lubrification, ou améliorer l'écoulement d'un fluide et par là le transport de chaleur. Le transport de chaleur peut aussi être modifié grâce au contrôle de la convection que permet l'effet du champ sur la viscosité et l'influence d'un gradient de champ et de température sur l'aimantation et donc sur les forces en jeu dans la convection.

4.3. IMPRIMANTE

Une imprimante à jet de ferrofluide a été réalisée : une sorte d'extrusion du fluide est produite à l'aide d'un réseau d'aimants permanents, une impulsion de champ électrique arrache une goutte de ferrofluide qui vient se fixer sur le papier situé entre le

ferrofluide et l'électrode. Les performances de cette imprimante sont comparables à celles d'une imprimante laser traditionnelle.

4.4. ACCÉLÉROMÈTRES ET INCLINOMÈTRES

Certains dispositifs sont basés sur le fait qu'une couche de ferrofluide peut être fixée par des aimants, mais reste déformable sous l'effet d'une accélération ou de la pesanteur. Ce sont des accéléromètres ou des inclinomètres. La déformation du fluide entraîne une modification de la perméabilité du milieu entre des bobines de mesure qui peut être détectée par la différence d'inductance entre les bobines, comme indiqué sur la figure 22.1.

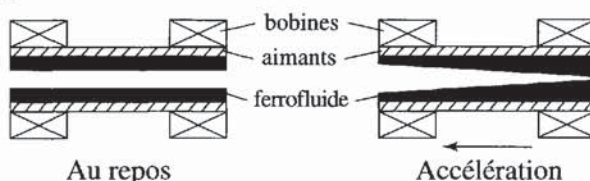


Figure 22.1 - Schéma de principe d'un accéléromètre

4.5. POLISSAGE

Le polissage est un domaine où les ferrofluides peuvent apporter des améliorations. Les grains abrasifs, incorporés au ferrofluide, flottent dans celui-ci, ce qui permet une alimentation continue en grains abrasifs dans la zone active. De plus l'outil de polissage flotte lui aussi sur le ferrofluide et il existe une force de compression entre cet outil et la pièce à polir, ajustable à l'aide d'un champ magnétique, qui permet de contrôler la quantité de matière arrachée.

4.6. AMORTISSEURS

Comme pour le cas du polissage, des amortisseurs inertiels utilisent l'effet de portance, la lévitation, qu'exerce un ferrofluide sur un corps, magnétique ou non. Cet effet est contrôlé par le champ magnétique. Par exemple, pour des haut-parleurs à bobine mobile, le ferrofluide stabilise le mouvement de la bobine et réduit les distorsions du son. D'autres amortisseurs mettent à profit le fait que la viscosité du ferrofluide est modifiée par le champ magnétique : leur amortissement est ajusté en fonction de la charge ou du terrain en contrôlant la viscosité par le champ.

4.7. APPLICATIONS DES PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES FERROFLUIDES

Comme on l'a vu, lorsqu'un champ est appliqué, le ferrofluide s'aimante et devient biréfringent. Dans des conditions de polariseur-analyseur croisés, il peut alors laisser

passer la lumière alors qu'en champ nul il l'éteint. Ce phénomène peut être utilisé dans des détecteurs de champ magnétique ou dans des modulateurs de lumière. Il peut également être utilisé de manière plus indirecte pour réaliser un viscosimètre. Le principe est de diluer du ferrofluide dans le liquide dont on veut déterminer la viscosité et de mesurer la loi de variation de la lumière transmise au cours du temps lorsque l'on coupe brutalement le champ magnétique. Cette loi est une exponentielle dont la constante de temps est directement reliée à la viscosité du fluide.

4.8. APPLICATIONS DE CARACTÈRE BIOMÉDICAL

Enfin toute une gamme d'applications se développe actuellement dans le domaine médical et biomédical (voir aussi le chapitre 25). C'est d'abord, bien sûr, la possibilité d'augmenter le contraste dans l'imagerie médicale, pour des systèmes de R.M.N. ou autres. Non seulement le signal peut être augmenté, mais également le contraste entre tissus. Il est nécessaire de savoir réaliser des ferrofluides non toxiques et que l'on peut amener dans des sites appropriés.

Le transport de molécules actives biologiquement, grâce à des ferrofluides encapsulés, est également une voie en cours d'exploration, même si des systèmes de récepteurs biologiques spécifiques, pour des tumeurs par exemple, existent déjà et fonctionnent actuellement. Le marquage de cellules à l'aide de particules magnétiques, pour leur localisation ou leur séparation, pose encore des problèmes, en particulier à cause des distributions de taille des particules dans les ferrofluides, qui engendre une incertitude sur la qualité du marquage. La difficulté de fixer très spécifiquement le ferrofluide sur les cellules à marquer n'est pas encore complètement résolue, mais les travaux progressent dans ce domaine.

Cette possibilité de réaliser la séparation de cellules ou de particules est d'ailleurs utilisée également dans d'autres domaines que la biologie. L'effet d'un gradient de champ magnétique associé aux méthodes gravimétriques augmente la facilité et l'efficacité de séparation de petits copeaux métalliques.

Il existe encore des applications très spécifiques, comme le traitement thermique local de tumeurs, où le ferrofluide est amené et fixé sur la tumeur et où un champ alternatif permet de chauffer localement par dissipation au sein du ferrofluide.

4.9. DÉVELOPPEMENTS PRÉVISIBLES

De manière générale, de nouvelles applications devraient apparaître du fait qu'il est possible d'incorporer du ferrofluide dans de nombreux matériaux, biologiques, comme on l'a déjà signalé, mais aussi cristaux liquides, polymères, micro-capsules de phospholipides (dont les propriétés sont proches de celles des membranes biologiques), etc.

Les limitations, comme par exemple une faible susceptibilité ou une faible aimantation à saturation, ont tendance à disparaître. Par exemple, des ferrofluides à base de particules de Fe_3N ont été réalisés, présentant une aimantation à saturation de $1,86 \times 10^5 \text{ A/m}$ (2 330 G) et une susceptibilité spécifique initiale de 160, élevée et très supérieure à celle que l'on attend d'une loi de Langevin : les interactions entre particules doivent jouer un rôle dans cette augmentation de susceptibilité [10].

Les limites des petites tailles sont également repoussées : on sait maintenant synthétiser des particules de maghémite ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) de diamètre inférieur à 3 nm [11].

5. INSTABILITÉS DE SURFACE

Parmi les phénomènes observés dans les ferrofluides, un des plus spectaculaire et des plus étudié est lié aux instabilités de surface. C'est un phénomène qui peut poser des problèmes dans le cas de certaines applications. Par exemple un joint peut être détruit s'il est le siège d'instabilités déclenchées par les vibrations de l'arbre. C'est pourquoi, en plus d'un intérêt fondamental, cet effet d'instabilités de surface fait l'objet d'études approfondies, afin de pouvoir le maîtriser.



Figure 22.2 - Digitation d'une goutte de ferrofluide dans une cellule de Hele-Shaw, soumise à un champ normal à la cellule, d'après [4]

Il se manifeste d'abord sur une goutte de ferrofluide confinée avec un fluide non miscible entre 2 plaques (cellule de Hele-Shaw), et soumise à un champ magnétique normal aux plaques. Suivant l'amplitude du champ appliqué brusquement, la goutte adopte des formes variées, allant de la simple déformation jusqu'à des formes très ramifiées rappelant la *digitation* obtenue lorsque l'on pousse un fluide visqueux dans un autre.

Le problème est de comprendre la formation de ces branches, leur nombre, leur longueur. Il est intéressant, car ces formes complexes observées dans des systèmes très variés présentent une certaine généralité. Mais il est difficile car, dans le détail, ces formes sont sensibles aux conditions initiales.

L'instabilité se manifeste également à la surface libre d'un récipient de ferrofluide soumis à un champ normal à cette surface. Au-delà d'un champ critique, la surface se hérissé de pics qui forment un réseau triangulaire, à quelques défauts près, dont la période dépend du champ et est d'autant plus petite que le champ est grand. Un film mince de ferrofluide va présenter le même phénomène qu'une surface libre, mais au lieu des pics de surface, on observera des modulations d'épaisseur du film, modulations qui s'organisent également en réseau dont la période dépend du champ appliqué.

Il est très intéressant de voir dans ces systèmes, comme d'ailleurs dans les structures en domaines magnétiques, comment la présence d'interactions à longue portée et

d'interactions contradictoires conduit un système homogène, soumis à un champ uniforme, à se structurer spatialement avec une longueur caractéristique, définie par un rapport des énergies en compétition.

Toutes ces instabilités sont en effet le résultat d'une compétition entre les termes d'énergie du système : des termes stabilisants, comme la gravité ou la tension de surface et des termes déstabilisants liés au champ démagnétisant, et donc à l'aimantation du ferrofluide dans le champ appliqué. Au-delà d'un champ seuil, les termes déstabilisants l'emportent et le mode le plus instable est sélectionné. Une analyse linéaire de stabilité de la forme initiale (circulaire pour la goutte, plane pour la surface ou le film) permet de prédire ce mode le plus instable pour un champ donné, et donc le nombre de branches dans le cas de la goutte, ou la période du réseau dans le cas de la surface ou du film. Des prédictions plus précises sur la forme ou la géométrie adoptée ne peuvent être obtenues analytiquement en raison du caractère non linéaire des équations en jeu. Des approches numériques restent possibles.

Il existe une forte analogie entre ces systèmes et les structures en domaines magnétiques. L'énergie associée à la tension superficielle et à la gravité joue le rôle de l'énergie de paroi. La longueur caractéristique, période des pics ou des modulations d'épaisseur d'un film, est analogue à la taille des domaines qui résulte du compromis entre énergie de paroi et énergie magnétostatique.

Les degrés de liberté du système sont en revanche différents. Dans le cas des domaines, c'est la taille et la forme des domaines qui permet de minimiser l'énergie, tenant compte des conditions initiales du système. Dans le cas des pics ou des modulations d'épaisseur d'un film de ferrofluide, c'est la valeur de l'aimantation qui peut s'ajuster (le fluide est superparamagnétique) et c'est la forme de l'échantillon.

Par exemple, les modulations d'épaisseur diminuent localement le champ démagnétisant, permettant d'augmenter l'aimantation du ferrofluide et donc, en valeur absolue, le terme d'énergie magnétique dans le champ appliqué, $-M_f H$. Comme dans le cas des domaines magnétiques, et bien que le système soit fluide, on observe de l'hystérésis dans l'évolution des structures spatiales lorsque le paramètre de contrôle, le champ magnétique, est modifié. Le système peut être piégé dans une période des pics ou des modulations correspondant au champ initial. Si le champ augmente brusquement, le système ne pourra adopter la période plus petite correspondant à la nouvelle valeur du champ. Il résoudra alors le compromis énergétique en jouant sur un autre paramètre, la hauteur des modulations, ou en créant du désordre et des distributions de taille des modulations. Pour certaines valeurs du champ, le système peut former un réseau inhomogène de même période que le réseau initial avec une surstructure où les modulations initiales sont comme décorées par des modulations plus petites [12]. Ce piégeage conduit donc, comme dans le cas des domaines, à une grande richesse de structures observées.

Récemment, des expériences ont été réalisées avec un ferrofluide confiné dans une cellule de Hele-Shaw avec un liquide non miscible [13]. Ces expériences ont permis

de retrouver toutes les géométries observées pour les domaines magnétiques dans une couche de grenat épitaxié (matériau à bulles) : bandes parallèles, labyrinthes, réseaux de bulles, structures cellulaires analogues aux mousses de savon à 2D, ...

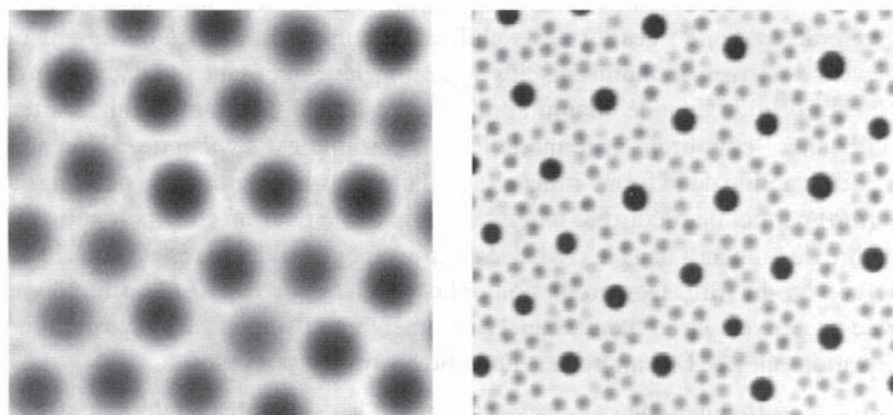


Figure 22.3 - Structure homogène et inhomogène des modulations d'épaisseur d'un film de ferrofluide sous champ normal au film

Ce n'est plus exactement l'instabilité conduisant à ces structures qui est étudiée. Ce sont les états d'équilibre métastables, dépendant des conditions initiales, qui se traduisent par un partage de l'espace entre le fluide magnétique et le fluide non magnétique de manière à trouver le meilleur compromis entre l'énergie de surface (ici la tension de surface entre les 2 fluides) et l'énergie dipolaire.

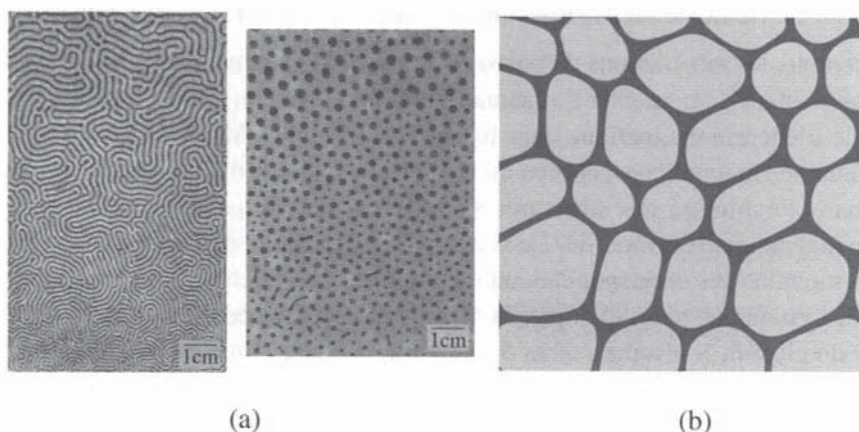


Figure 22.4 - Structures spatiales d'un ferrofluide confiné dans une cellule de Hele-Shaw avec un fluide non miscible, et soumis à un champ magnétique normal à la cellule : labyrinthe, réseau de bulles et structure cellulaire
Photos : d'après [13] (a) et F. Elias (b)

Ces observations renforcent l'idée d'analogie entre structures dans les ferrofluides et domaines magnétiques, même si globalement les variations en fonction du champ

sont inversées : en effet, dans le cas des domaines, l'état sans paroi est l'état d'équilibre sous champ fort, alors que pour le ferrofluide, c'est l'état d'équilibre en champ nul, pour lequel le terme d'énergie de surface est minimum.

RÉFÉRENCES

- [1] D. PLATZEK, C. NOTTHOF, D.M. HERLACH, G. JACOBS, D. HERLACH, K. MAIER, *Appl. Phys. Lett.* (1994) **65**, 1723.
- [2] J. RESKE, D.M. HERLACH, F. KEUSER, M. MAIER, D. PLATZEK, *Phys. Rev. Lett.* (1995) **75**, 737.
- [3] R.E. ROSENSWEIG, *Ferrohydrodynamics* (1998) Dover Pubns.
- [4] J.C. BACRI, R. PERZYNSKI, D. SALIN, *La Recherche* (1987) **192**, 1152.
- [5] Proc. Intern. Conf. on Magnetic Fluids, *J. Magn. Magn. Mater.* (1983) **39**, N°1-2 ; (1987) **65**, N°2-3 ; (1990) **85**, N°1-3 ; (1993) **122**, N°1-3 ; (1995) **149**, N°1-2.
- [6] R. MASSART, *IEEE Trans. Mag. Mag. Mater.* (1981) **17**, 1247.
- [7] R.W. CHANTRELL, A. BRADBURY, J. POPPLEWELL, S.W. CHARLES, *J. Appl. Phys.* (1982) **53**, 2742.
- [8] K. O'GRADY, A. BRADBURY, S.W. CHARLES, S. MENEAR, J. POPPLEWELL, *J. Magn. Magn. Mater.* (1983) **31-34**, 958.
- [9] S. TAKETOMI, Y. OZAKI, K. KAWASAKI, S. YUASA, H. MIYAJIMA, *J. Magn. Magn. Mater.* (1993) **122**, 6.
- [10] I. NAKATANI, M. HIJIKATA, K. OZAWA, *J. Magn. Magn. Mater.* (1993) **122**, 10.
- [11] A. BEE, R. MASSART, S. NEVEU, *J. Magn. Magn. Mater.* (1995) **149**, 6.
- [12] P.A. PETIT, M.P. DE ALBUQUERQUE, V. CABUIL, P. MOLHO, *J. Magn. Magn. Mater.* (1993) **122**, 271.
- [13] F. ELIAS, C. FLAMENT, J.C. BACRI, S. NEVEU, *J. Phys. I France* (1997) **7**, 711.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

CHAPITRE 23

IMAGERIE PAR RÉSONANCE MAGNÉTIQUE

*Le phénomène de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) a été mis en évidence indépendamment par Bloch, Hansen et Packard [1] et par Purcell, Torrey et Pound [2]. Bloch et Purcell reçurent le prix Nobel en 1952 pour ces travaux. La RMN s'est peu à peu révélée indispensable en **physique** où elle constitue une sonde pour l'étude des matériaux, en **chimie** où elle est devenue un outil puissant pour l'analyse, les études de structures de macromolécules et de la dynamique moléculaire, en **biologie** où son impact est important pour la détermination de la structure des protéines et l'exploration in vivo du métabolisme, et en **médecine** où elle offre un moyen d'exploration non traumatique de routine avec le développement de l'imagerie. Un autre prix Nobel ponctua ces 50 années de développement continu, celui de Richard Ernst à qui nous devons le développement des méthodes de RMN bidimensionnelle qui sont à la base des études de structure moléculaire, et les techniques d'imagerie RMN par transformée de Fourier.*

Ce chapitre est consacré aux techniques d'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) qui ont donné une très large audience à cette application du magnétisme. Il comporte trois parties : les deux premières sont consacrées respectivement à la présentation des principes de base de la RMN et de l'IRM. La troisième et dernière partie présente une application fascinante de la RMN : l'imagerie de l'activité cérébrale.

I. BASES PHYSIQUES DE LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE

Dans cette première partie nous présentons de manière succincte les caractéristiques de base de l'expérience de RMN. On trouvera une description plus détaillée des bases physiques de la RMN dans de nombreux ouvrages spécialisés [3 à 7].

1.1. NIVEAUX D'ÉNERGIE DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE

La Résonance Magnétique Nucléaire a son origine dans les propriétés magnétiques des noyaux. Certains noyaux ont un moment angulaire et en conséquence un moment

magnétique (figure 23.1). Le phénomène de RMN est intimement lié à la coexistence de ces deux caractéristiques physiques. Comme la moitié des noyaux connus, ^1H , ^{13}C , ^{19}F , ^{23}Na , ^{31}P , ^{35}K ... ont un spin nucléaire I non nul. Dans ce chapitre d'introduction aux méthodes de RMN, nous nous limiterons à la présentation des propriétés des noyaux de spin $I = 1/2$. Lorsqu'un noyau de ce type est placé dans un champ magnétique \mathbf{B}_0 , l'énergie d'interaction s'écrit :

$$\mathcal{E}_m = -\gamma \hbar B_0 m \quad (23.1)$$

où $m = \pm 1/2$, $h (= 2\pi \hbar)$ est la constante de Planck et γ le rapport gyromagnétique, constante caractéristique du type de noyau (tableau 23.1). Pour les noyaux de spin $1/2$, il y a donc deux niveaux d'énergie et la séparation entre ces deux niveaux est :

$$\Delta \mathcal{E} = \gamma \hbar B_0 \quad (23.2)$$

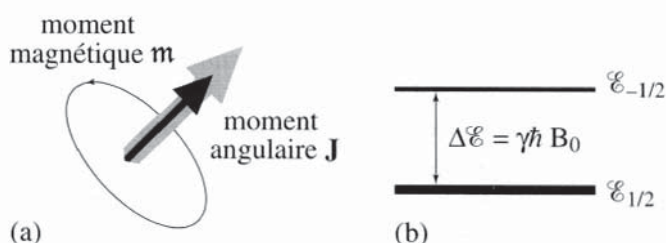


Figure 23.1 - (a) un spin nucléaire - (b) niveaux d'énergie

En introduisant la fréquence de transition F_0 ($\Delta \mathcal{E} = hF_0$), on obtient l'équation de Larmor qui exprime la proportionnalité entre cette fréquence et le champ magnétique :

$$F_0 = \gamma B_0 / 2\pi \quad (23.3)$$

Tableau 23.1 - Les fréquences de résonance et l'abondance naturelle de quelques noyaux présentant un intérêt en biologie et médecine

Noyau	Abondance naturelle (%)	I (spin)	Fréquences RMN (MHz) ($B_0 = 1 \text{ T}$)
^1H	99.98	1/2	42,6
^{13}C	1.1	1/2	10,7
^{19}F	100	1/2	40,1
^{23}Na	100	3/2	11,3
^{31}P	100	1/2	17,2

De manière générale le phénomène de RMN nécessite une description quantique.

Cependant de nombreuses caractéristiques de l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) peuvent être comprises en se limitant au formalisme classique et nous nous limiterons à cet aspect.

1.2. UNE ASSEMBLÉE DE NOYAUX DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE

A l'équilibre thermique, les états de spin sont distribués sur les deux niveaux d'énergie dans des proportions données par la statistique de Boltzmann :

$$n_{1/2}/n_{-1/2} = \exp(-\Delta\mathcal{E}/k_B T) \quad (23.4)$$

où $n_{1/2}$ est le nombre de noyaux dans un état de basse énergie ($m = 1/2$) et $n_{-1/2}$ le nombre de noyaux dans un état de haute énergie ($m = -1/2$), T est la température absolue et k_B la constante de Boltzmann. Comme cela apparaît dans la table 23.1, les fréquences de transition dans les champs magnétiques de quelques teslas se situent dans la gamme des radiofréquences. Par suite, aux températures usuelles, $\Delta\mathcal{E}$ est beaucoup plus petit que $k_B T$ et l'excédent de population dans le niveau de basse énergie est très faible (figure 23. 2).

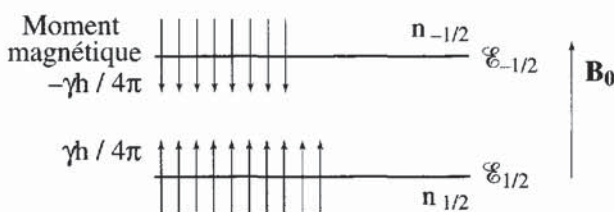


Figure 23.2 - Populations des deux niveaux d'énergie

Le moment magnétique des spins de nombre quantique $m = 1/2$ (basse énergie) est égal à $\gamma\hbar/4\pi$ et celui des spins de nombre quantique $m = -1/2$ (haute énergie) est égal à $-\gamma\hbar/4\pi$. L'excès de population dans l'état de basse énergie est à l'origine de l'existence d'un moment magnétique macroscopique non nul \mathbf{m}_0 , tel que :

$$\mathbf{m}_0 = (\gamma\hbar/4\pi)\{n_{1/2} - n_{-1/2}\} \quad (23.5)$$

Ce moment magnétique macroscopique est, à l'équilibre thermique, aligné le long du champ de polarisation \mathbf{B}_0 . Nous verrons qu'une expérience RMN consiste à écarter \mathbf{m}_0 de sa position d'équilibre le long de \mathbf{B}_0 , et donc à créer une composante transversale de l'aimantation nucléaire macroscopique ($M_0 = \mathbf{m}_0/V$, voir § 1.2.1 du chapitre 2).

1.3. IMPULSIONS RADIOFRÉQUENCE

Une expérience RMN vise à induire et observer des transitions entre niveaux d'énergie. Ceci peut être effectué en utilisant une source de photons sous la forme d'un champ magnétique \mathbf{B}_1 , orthogonal à \mathbf{B}_0 et tournant autour de \mathbf{B}_0 à une fréquence égale ou voisine de la fréquence de transition :

$$F_{rf} \approx F_0 = \gamma B_0/2\pi \quad (23.6)$$

Le sens de rotation est défini par la direction de l'axe $-\gamma\mathbf{B}_0$. Le champ \mathbf{B}_1 est souvent produit par une bobine d'axe orthogonal à \mathbf{B}_0 parcourue par un courant sinusoïdal à la fréquence F_{rf} (figure 23.3).

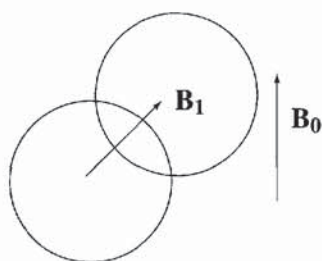


Figure 23.3 - Géométrie des bobines créant le champ radiofréquence

Le champ polarisé rectilignement produit par cette bobine peut être décomposé en deux composantes tournant en sens opposés. Une seule est efficace. Le champ B_1 est appliqué pendant un temps limité et l'on parle souvent d'impulsion radiofréquence (rf). Pratiquement on utilise des impulsions rf dont la largeur spectrale est suffisamment importante pour couvrir l'étendue du spectre RMN. Une impulsion de durée ΔT couvre une bande de

fréquences approximativement égale à $\Delta F \approx 1/\Delta T$ autour de la fréquence centrale F_{rf} (voir § 2.1). Selon le type d'application, la largeur d'une impulsion rf peut varier de quelques microsecondes lorsque l'on souhaite irradier une bande de fréquences très large, à plusieurs millisecondes lorsque l'on souhaite irradier sélectivement une bande de fréquences étroite. Une impulsion rf induit des transitions entre niveaux d'énergie et écarte l'aimantation macroscopique M_0 de sa position d'équilibre thermique le long de B_0 . A l'issue de l'excitation du système de spins, l'aimantation M fait un angle θ avec B_0 (si le champ B_1 est d'amplitude constante et appliqué pendant un temps T , alors $\theta = \gamma B_1 T$). On utilise fréquemment des impulsions pour lesquelles $\theta = 90^\circ$. Elles amènent l'aimantation dans une position orthogonale à B_0 . On utilise aussi souvent des impulsions pour lesquelles $\theta = 180^\circ$. Elles inversent l'aimantation et les populations mais ne créent pas de composante transversale.

1.4. RELAXATION SPIN RÉSEAU

Après une perturbation quelconque de l'état d'équilibre thermique (par exemple après la perturbation associée à une impulsion de 90°), le retour à l'équilibre de la composante longitudinale de l'aimantation s'effectue de manière exponentielle avec une constante de temps T_1 . Ce mécanisme correspond à un échange d'énergie entre le système de spins nucléaires et l'environnement (le réseau). Dans les tissus, les valeurs de T_1 s'étalent entre environ 100 ms et quelques secondes. Le retour vers l'équilibre est décrit par la loi :

$$M_z(t) - M_0 = [M_z(0) - M_0] \exp(-t/T_1) \quad (23.7)$$

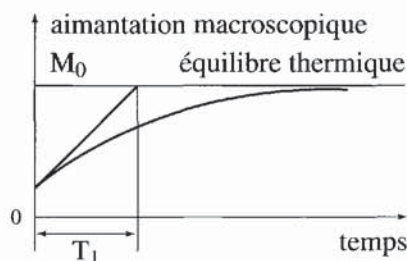


Figure 23.4 - Retour à l'équilibre thermique après perturbation

où M_0 est la valeur de l'aimantation longitudinale à l'équilibre thermique et $M_z(t)$ l'aimantation longitudinale au temps t après perturbation de l'équilibre (figure 23.4). Ainsi, après une impulsion de 90° (généralement destinée à permettre l'acquisition d'un signal), on doit attendre un certain temps avant de répéter l'expérience (en vue par exemple d'accroître le rapport signal sur bruit).

1.5. SIGNAL DE PRÉCESSION LIBRE

Une impulsion rf perturbe la distribution des états de spin mais aussi l'orientation de l'aimantation nucléaire. Dès la fin d'une impulsion rf on peut observer la précession libre, à la fréquence de Larmor F_0 , de l'aimantation macroscopique \mathbf{M} autour du champ directeur \mathbf{B}_0 .

La rotation de ce moment magnétique induit en effet une force électromotrice (fem) à la fréquence F_0 , dans une bobine entourant l'échantillon (l'axe de cette bobine doit être orthogonal à \mathbf{B}_0) :

$$e \propto M_0 \cos 2\pi F_0 t \quad (23.8)$$

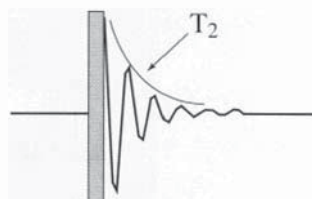
En pratique la détection du signal fait appel à un changement de fréquence de la fréquence haute F_0 vers une fréquence basse f_0 ($f_0 = F_0 - F_{rf}$). Pour cela, on effectue une opération de multiplication du signal avec une tension de référence à la fréquence d'excitation F_{rf} . Après filtrage, le signal recueilli en bout de chaîne par l'ordinateur de traitement des données peut s'écrire :

$$e \propto M_0 \exp j(2\pi f_0 t + \Phi) \quad (23.9)$$

où, pour obtenir une forme complexe du signal, on utilise deux voies en quadrature (détection synchrone).

La figure 23.5 montre le signal RMN qui suit l'application d'une impulsion rf, tel qu'il apparaît en sortie de la chaîne de détection.

Figure 23.5 - Le signal de précession libre, vu en sortie de la chaîne de détection (et donc après changement de fréquence)



Relaxation spin-spin - On observe sur la figure 23.5, que le signal décroît en fonction du temps. Cette décroissance, due à une perte de cohérence entre spins, est exponentielle et caractérisée par la constante de temps T_2 . Dans les tissus, et pour les protons de l'eau, T_2 est généralement de l'ordre de quelques centaines de millisecondes ou moins. Ce mécanisme de relaxation est désigné sous le nom de relaxation spin-spin ou encore de relaxation transversale. Le processus de relaxation spin-spin est irréversible. Il n'implique aucun échange d'énergie avec l'environnement. La fem induite doit donc être réécrite sous la forme :

$$e \propto M_0 \exp j(2\pi f t + \Phi) \exp(-t/T_2) \quad (23.10)$$

1.6. DÉPLACEMENT CHIMIQUE

La fréquence de Larmor d'une espèce nucléaire (^{31}P par exemple), placée dans un champ magnétique donné, varie légèrement avec l'environnement électronique. Ce phénomène est appelé *déplacement chimique* puisqu'il produit un déplacement des

fréquences de résonance. Il est à la source de l'intérêt que présentent les méthodes de RMN en chimie et biochimie. Le phénomène a pour origine le champ démagnétisant associé à l'environnement électronique du noyau qui modifie le champ local :

$$B_{\text{loc}} = B_0(1 - \sigma) \quad (23.11)$$

où σ est la constante d'écran.

La fréquence de transition effective s'écrit donc :

$$F = \gamma B_0(1 - \sigma) / 2\pi \quad (23.12)$$

La constante d'écran σ (nombre sans dimension) se situe dans la gamme 10^{-6} - 10^{-3} , sa valeur dépendant de la structure du cortège électronique. Le signal RMN dans le domaine temporel peut ainsi s'écrire :

$$s(t) = \sum_i s_i(0) \exp(j2\pi f_i t) \exp(-t/T_2^i) \quad (23.13)$$

où i caractérise chacun des divers environnements électroniques dans lesquels peut se trouver le noyau étudié dans l'échantillon considéré ($f_i = F_0^i - F_{rf}$). Le spectre est obtenu en effectuant la transformation de Fourier de $s(t)$:

$$S(f) \xleftrightarrow{\text{TF}} s(t) \quad (23.14)$$

Les spectres RMN présentent donc plusieurs raies de résonance (figure 23.6), chacune repérée par une fréquence caractéristique de l'environnement chimique.

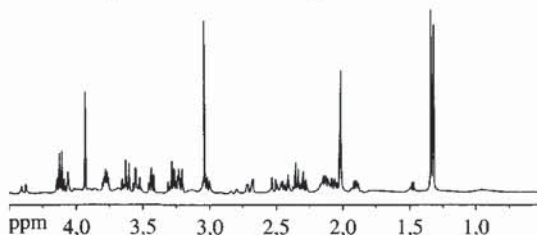


Figure 23.6 - Fréquences RMN du ^1H (proton) de quelques molécules présentant un intérêt en biologie

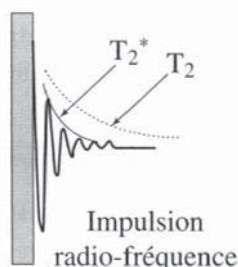
1.7. ÉCHOS DE SPINS

Nous avons indiqué plus haut que l'aimantation transversale, et donc le signal RMN, disparaissent avec la constante de temps T_2 . En pratique, comme cela apparaît sur la figure 23.7, les hétérogénéités microscopiques et macroscopiques du champ magnétique induisent un accroissement de la vitesse de décroissance de l'aimantation transversale. L'échantillon n'est plus soumis à un champ uniforme, ce qui produit une dispersion des fréquences de résonance dans l'échantillon. La décroissance du signal est ainsi mieux décrite par une constante de temps T_2^* qui modélise les inhomogénéités de champ :

$$1/T_2^* = 1/T_2 + \gamma \Delta B / 2 \quad (23.15)$$

où ΔB est la largeur de la distribution de champ dans l'échantillon.

Figure 23.7 - Décroissance de l'aimantation liée aux inhomogénéités de champ magnétique



Cependant la décroissance du signal associée à la présence des inhomogénéités de champ n'est pas un phénomène irréversible puisqu'elle peut être annulée en utilisant des impulsions de 180° dites de refocalisation. Comme cela a été indiqué préalablement une impulsion de 180° inverse les populations de spin sur les deux niveaux d'énergie. Une caractéristique supplémentaire de ce type d'impulsion est qu'elle inverse aussi la phase du signal.

Considérons un signal provenant d'un noyau dans un environnement bien déterminé. Dans un champ inhomogène, la fréquence dépend de la position \mathbf{r} dans l'espace. Soit $f(\mathbf{r})$ la fréquence de résonance.

L'échantillon est soumis à la séquence d'impulsions de la figure 23.8 (séquence d'écho de spin : $90^\circ - T_E/2 - 180^\circ - T_E/2$). Immédiatement avant l'impulsion de 180° [temps $t = (T_E/2)_-$] le signal élémentaire en provenance du point de position \mathbf{r} s'écrit :

$$s\{(T_E/2)_-, \mathbf{r}\} \propto \exp\{j2\pi f(\mathbf{r})T_E/2\} \exp(-T_E/2T_2) \quad (23.16)$$

On peut en principe calculer le signal recueilli par la bobine de réception en intégrant le signal élémentaire sur le volume de l'échantillon. L'impulsion de 180° renversant la phase, le signal aussitôt après cette impulsion (temps $t = (T_E/2)_+$) est donné par :

$$s\{(T_E/2)_+, \mathbf{r}\} \propto \exp(-j2\pi fT_E/2) \exp(-T_E/2T_2) \quad (23.17)$$

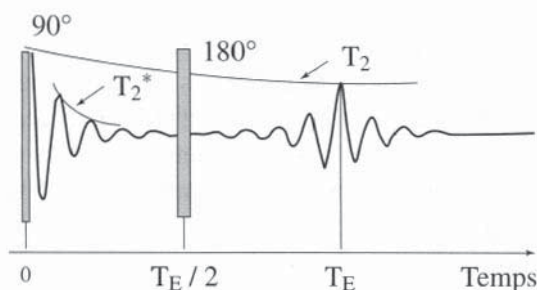


Figure 23.8 - Séquence d'écho de spin

A un temps $t > (T_E/2)_+$, on obtient :

$$s(t) \propto \exp(-j2\pi fT_E/2) \exp\{j2\pi f(t - T_E/2)\} \exp(-t/T_2) \quad (23.18)$$

Soit, au temps $t = T_E$:

$$s(t) \propto \exp(-T_E/T_2) \quad (23.19)$$

Une impulsion de 180° refocalise donc les déphasages apparaissant dans le temps sous l'action du déplacement chimique ou des inhomogénéités de champ.

1.8. L'EXPÉRIENCE RMN

En résumé une expérience RMN comporte les étapes suivantes :

- ♦ évolution vers l'équilibre thermique,
- ♦ perturbation de l'équilibre thermique en utilisant un champ rf créé par une bobine,
- ♦ conditionnement électronique (amplification, changement de fréquence, filtrage, digitalisation) et traitement (transformation de Fourier) du signal de précession libre induit aux bornes d'une bobine de réception (la même bobine peut être utilisée pour émettre le champ rf et pour recevoir le signal).

La figure 23.9 montre le bloc-diagramme d'un spectromètre RMN.

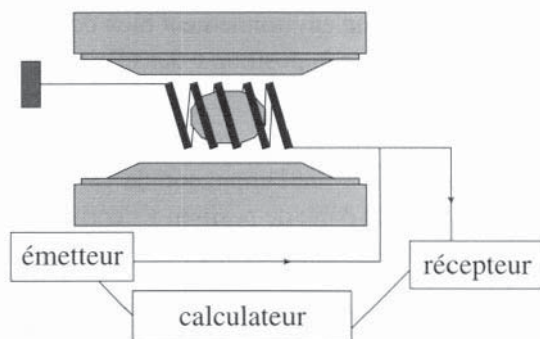


Figure 23.9
Bloc-diagramme
d'un spectromètre RMN

2. L'IMAGERIE DE RÉSONANCE MAGNÉTIQUE

La RMN peut fournir des informations dans de très nombreux domaines, physique des solides, chimie (analyse), études de structures tridimensionnelles de molécules, etc. Nous nous limiterons ici à la présentation de l'utilisation des méthodes de RMN pour réaliser des images d'échantillons contenant des spins nucléaires. Les principes de l'imagerie RMN ont été posés simultanément et indépendamment par P. Lauterbur [8] d'une part et P. Mansfield et P.K. Granner [9] d'autre part en 1973. Ces premières démonstrations ont été suivies d'un immense effort de recherche et développement qui a permis de faire de l'imagerie RMN un outil de diagnostic médical aujourd'hui très largement répandu.

Nous décrivons ci-dessous les principes généraux des méthodes d'imagerie. La première étape de la production d'une image est généralement l'opération de sélection d'une tranche de l'objet dont on souhaite obtenir l'image. Le principe de la sélection de tranche repose sur la notion d'impulsion sélective qui fera l'objet de la première partie de cette présentation. Nous décrirons dans la seconde partie, les caractéristiques de l'outil de base de l'imagerie : les gradients de champ statique. L'opération de sélection

de tranche qui utilise des impulsions sélectives en présence de gradient sera décrite dans la troisième partie. La quatrième partie décrit les principes généraux du codage de l'espace permettant de reconstituer l'image de la tranche.

Le concept d'image appelle immédiatement une question : quelle est la grandeur physique qui est imagée ? En imagerie RMN la réponse est complexe. Un premier élément est qu'une image RMN ne concerne qu'une seule espèce de spins : les protons le plus fréquemment. Il s'agit même le plus souvent des protons dans un environnement moléculaire bien déterminé : les protons de l'eau en général, compte tenu de leur présence et de leur abondance dans les tissus. On peut maintenant affiner la réponse à la question posée en précisant que la grandeur physique imagée est l'intensité de l'aimantation macroscopique transversale des protons de l'eau au moment où elle est observée. Cette aimantation est bien sûr toujours proportionnelle à la densité de spins considérés en chaque point, mais son amplitude peut être pondérée par de nombreux paramètres physiques : temps de relaxation, diffusion translationnelle, effets de susceptibilité magnétique, etc. On peut agir sur le "poids" pris par chaque paramètre en utilisant une période de préparation adaptée.

2.1. IMPULSIONS SÉLECTIVES :

L'APPROXIMATION DE LA RÉPONSE LINÉAIRE

Nous avons vu qu'une expérience RMN consiste à soumettre un échantillon plongé dans un champ \mathbf{B}_0 à un champ tournant $\mathbf{B}_1(t)$, orthogonal à \mathbf{B}_0 . La fréquence F_H de rotation de \mathbf{B}_1 autour de \mathbf{B}_0 est proche de la fréquence de Larmor, $F_0 = \gamma B_0 / 2\pi$ des spins nucléaires considérés. Le champ \mathbf{B}_1 est appliqué pendant une durée souvent courte devant les temps de relaxation T_1 , T_2 et T_2^* . On peut alors négliger l'effet de la relaxation pendant la durée d'impulsion (inférieure à quelques millisecondes). Pour des raisons instrumentales, l'aimantation transversale $\mathbf{M}_\perp(F_0)$ produite par la perturbation du système n'est généralement observable qu'après la fin de l'excitation.

La réponse d'un système de spins à une impulsion de champ radiofréquence est en fait fondamentalement non linéaire. Ainsi, si une impulsion de 90° agissant sur un système de spins produit une certaine aimantation transversale M_\perp , une impulsion de 180° ne produit pas un signal $2M_\perp$, comme le ferait un système linéaire, mais une aimantation transversale nulle ... Cependant, si l'impulsion est de durée (et/ou d'amplitude) assez faible pour ne perturber que très peu le système de spins, alors on peut montrer que l'ensemble du dispositif se comporte comme un système linéaire. Dans ces conditions, l'aimantation transversale produite par l'impulsion radiofréquence et observée immédiatement après la fin de l'impulsion (instant $t = 0$), est proportionnelle à la valeur de la transformée de Fourier $b_1(F)$ de $B_1(t)$ à la fréquence de Larmor F_0 :

$$M_\perp(F_0, t = 0) \propto M_0(F_0) b_1(F_0) \quad (23.20)$$

où $M_0(F_0)$ est l'aimantation longitudinale des spins de fréquence de résonance F_0 ,

et

$$b_1(F) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_1(t) \exp(-j2\pi Ft) dt \quad (23.21)$$

est la transformée de Fourier de $B_1(t)$.

Le champ tournant $B_1(t)$ est ici exprimé en notation complexe :

$$B_1(t) = B_1^X(t) + j B_1^Y(t) = B_1^m(t) \exp(j2\pi F_{rf} t) \quad (23.22)$$

où $B_1^m(t)$ est l'amplitude du champ tournant et X, Y sont deux axes orthogonaux du plan perpendiculaire à B_0 .

L'évolution ultérieure de l'aimantation s'effectue alors librement sous l'effet du terme Zeeman (précession libre) et de la relaxation :

$$M_{\perp}(F_0, t) = M_{\perp}(F_0, 0) \exp(j2\pi F_0 t) \exp\left(\frac{-t}{T_2^*}\right) \quad (23.23)$$

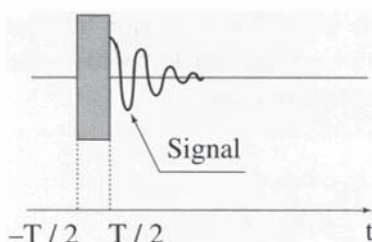


Figure 23.10 - Excitation d'un système de spins par une impulsion rectangulaire

Le signal recueilli est proportionnel à l'aimantation transversale produite par l'impulsion.

On utilise souvent des impulsions dont l'enveloppe est rectangulaire (fig. 23.10).

Dans ce cas le champ tournant s'écrit en notation complexe :

$$B_1(t) = B_1^m \exp(j2\pi F_{rf} t) \quad (23.24)$$

où B_1^m est une constante.

On vérifie aisément que la transformée de Fourier d'une impulsion rectangulaire de durée T , d'amplitude B_1^m et centrée à l'instant 0 est égale à :

$$b_1(\Delta f) = B_1^m T \frac{\sin(2\pi \Delta f T/2)}{2\pi \Delta f T/2} \quad (23.25)$$

où $\Delta f = (\Omega - \Omega_{rf})/2\pi$.

Si l'on ne s'intéresse qu'à l'amplitude du signal et non à sa phase, on a donc :

$$M_{\perp}(\Delta f) \propto M_0(\Delta f) \frac{\sin(2\pi \Delta f T/2)}{2\pi \Delta f T/2} \quad (23.26)$$

La fonction $M_{\perp}(\Delta f)$ s'annule pour $\Delta f = n/T$ où n est un entier différent de zéro (figure 23.11). Ainsi, la largeur de la réponse à une impulsion rectangulaire est égale à $2/T$ si l'on considère le seul lobe principal, mais plutôt $1/T$ si l'on se limite aux zones où une excitation significative est produite.

Si $\Delta f = 1/2T$, $[\sin 2\pi \Delta f]/2\pi \Delta f = 0,63$ ce qui correspond à une réduction déjà importante du signal par rapport à son amplitude à $f = 0$, c'est-à-dire à la résonance.

La réponse fréquentielle d'une impulsion rectangulaire présente bien des caractéristiques affirmées de sélectivité fréquentielle, mais la présence de lobes latéraux relativement intenses l'éloigne d'une excitation sélective idéale qui devrait, dans le domaine fréquentiel avoir la forme d'une porte. En utilisant la propriété établie plus haut

(la répartition fréquentielle des aimantations engendrées par une impulsion est donnée par la transformée de Fourier de l'impulsion), on pense immédiatement à utiliser des impulsions modulées en amplitude ayant la forme d'une fonction *sinc* (fonction $\sin x / x$). En effet la transformée de Fourier inverse d'une porte, s'étendant dans le domaine fréquentiel de $-\Delta f^{\max} / 2$ à $+\Delta f^{\max} / 2$ est proportionnelle à $\sin(\pi \Delta f^{\max} t) / \pi \Delta f^{\max} t$.

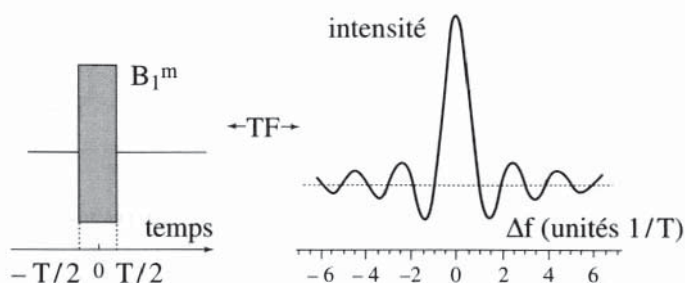


Figure 23.11 - Transformée de Fourier d'une impulsion rectangulaire

Malheureusement une fonction sinc s'étendrait dans le domaine temporel de plus l'infini à moins l'infini ce qui n'est pas réalisable. On doit donc tronquer l'impulsion. La troncature est effectuée au second ou troisième zéro de chaque côté de l'impulsion. Cette troncature est responsable des oscillations sur le profil fréquentiel (convolution avec la transformée de Fourier de la fenêtre de troncature), mais le résultat reste de bien meilleure qualité (figure 23.12)

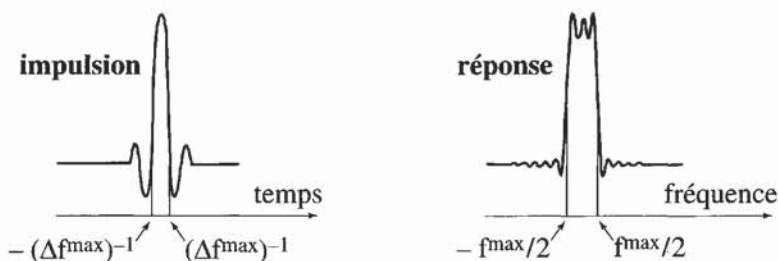


Figure 23.12 - Impulsion sinc tronquée au troisième zéro et sa transformée de Fourier

On utilise aussi fréquemment des impulsions de forme gaussienne. Elles sont bien sûr tronquées (2 ou 5% de leur valeur maximum). Une gaussienne $g(t) = \exp(-\pi t^2)$ a pour transformée de Fourier une gaussienne $G(f) = \exp(-\pi f^2)$. Plus généralement, on vérifiera qu'une gaussienne $g(t) = \exp(-at^2)$ a pour transformée de Fourier :

$$G(f) = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \exp\left(-\frac{\pi^2 f^2}{a}\right).$$

On peut, à titre d'exercice, établir la relation entre la largeur à mi-hauteur d'une gaussienne dans le domaine temporel ($t_{1/2}$) et la largeur correspondante ($f_{1/2}$) de la fenêtre fréquentielle.

On vérifiera que :

$$f_{1/2} = 4 \frac{\ln 2}{\pi t_{1/2}} = \frac{0,882}{t_{1/2}} \quad (23.27)$$

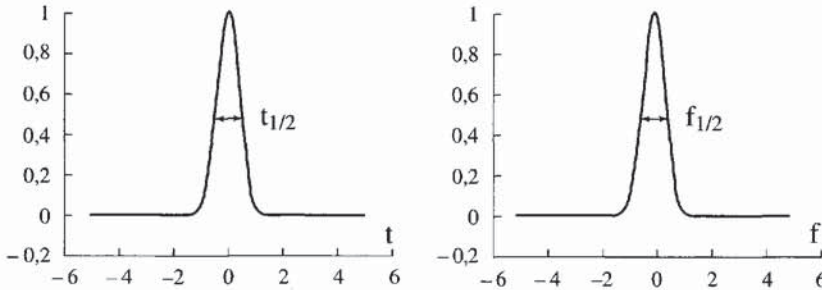


Figure 23.13 - Impulsion gaussienne et réponse correspondante dans le domaine fréquentiel

2.2. GRADIENTS DE CHAMP

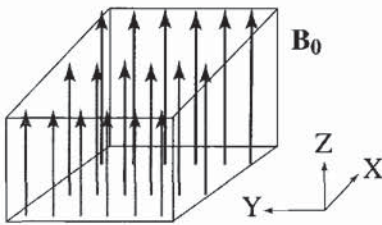


Figure 23.14
Gradient de champ selon OX

La sélection de tranche, et toute l'imagerie RMN, repose sur la présence d'un système de bobinages susceptibles d'engendrer un champ magnétique variable dans l'espace et dans le temps. On cherche en général à disposer d'un champ pouvant varier linéairement avec l'une ou l'autre des trois directions X, Y et Z de l'espace. On parle alors de gradients de champ.

Le champ au point de position \mathbf{r} est alors donné par :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = [B_0 + \mathbf{G} \cdot \mathbf{r}] \mathbf{1}_z \quad (23.28)$$

où \mathbf{G} est un vecteur constant dans l'espace de composantes G_X , G_Y et G_Z .

On a donc :

$$G_X = \partial B / \partial X, G_Y = \partial B / \partial Y, G_Z = \partial B / \partial Z \quad (23.29)$$

L'expression (23.28) s'écrit encore :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = [B_0 + G_X X + G_Y Y + G_Z Z] \mathbf{1}_z \quad (23.30)$$

L'amplitude des gradients G_X , G_Y , G_Z , doit être ajustable et modulable dans le temps. Un gradient s'exprime bien sûr en T/m mais on peut aussi utiliser le Hz/m, en référence à la relation $F = \gamma B / 2\pi$. Pratiquement, l'ordre de grandeur des gradients utilisés en imagerie clinique est de l'ordre de 10 mT/m. La relation (23.28) indique que les fréquences de précession varient spatialement selon la loi :

$$f(\mathbf{r}) = f_0 + \gamma \mathbf{G} \cdot \mathbf{r} / 2\pi \quad (23.31)$$

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.

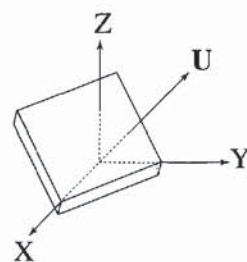


Figure 23.15
Sélection de tranche

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.

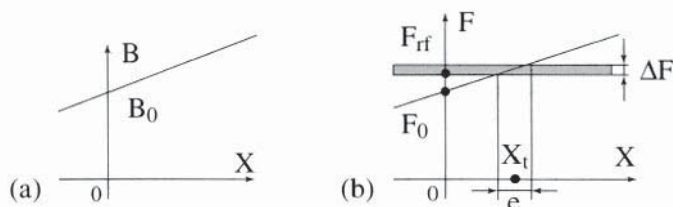


Figure 23.16 - Gradient X : Variation spatiale (a) du champ magnétique
(b) de la fréquence de Larmor dans le référentiel du laboratoire

2.4. IMAGERIE : L'ESPACE RÉCIPROQUE

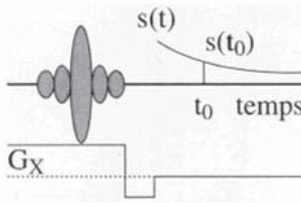


Figure 23.17
Le signal après l'opération de sélection de tranche signal

Lorsque l'aimantation longitudinale dans un échantillon à trois dimensions spatiales est perturbée par une impulsion spatialement sélective que l'on supposera appliquée en présence d'un gradient G_X (figure 23.17), l'aimantation transversale produite par l'impulsion sélective provient d'un "plan" Y, Z . La coordonnée X_t de ce plan dépend de la fréquence de l'impulsion. Une méthode d'imagerie doit permettre de déterminer l'intensité de cette aimantation en chaque point du plan.

En négligeant l'influence de la relaxation transversale, le signal à l'instant t_0 dans un champ statique homogène issu de la procédure de sélection de tranche (figure 23.17) s'écrit :

$$s(t_0) \propto \exp(j2\pi f_0 t_0) \int \rho(Y, Z) dY dZ \quad (23.35)$$

où $\rho(Y, Z)$ est la densité de spin au point X_t, Y, Z , et f_0 la fréquence de Larmor (en absence de gradient et après changement de fréquence). Le champ magnétique étant supposé homogène dans la tranche f_0 ne dépend pas de la position.

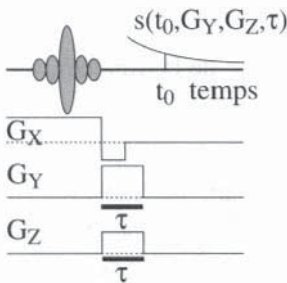


Figure 23.18 - Codage de phase dans les direction Y et Z

Introduisons maintenant une impulsion de gradient dans la direction Y , avant acquisition du signal (figure 23.18). Pendant cette impulsion de gradient, le champ s'écrit $B = B_0 + G_Y Y$. On en déduit :

$$F = F_0 + \gamma G_Y Y / 2\pi \quad (23.36)$$

Par suite, cette impulsion de durée τ introduit un déphasage additionnel :

$$\Phi = \gamma G_Y Y \tau \quad (23.37)$$

qui peut s'écrire encore $\Phi = k_Y Y$, avec :

$$k_Y = \gamma G_Y \tau \quad (23.38)$$

Le signal à l'instant t_0 après application de l'impulsion de gradient s'écrit :

$$s(t_0, k_Y) \propto \int \rho(Y, Z) \exp(jk_Y Y) dY dZ \quad (23.39)$$

On peut introduire de la même manière une impulsion de gradient le long de la direction Z . Cette impulsion introduit le déphasage $\Phi = k_Z Z$ (où $k_Z = \gamma G_Z \tau$). Le signal s'écrit alors :

$$s(t_0, k_Y, k_Z) \propto \int \rho(Y, Z) \exp(jk_Y Y) \exp(jk_Z Z) dY dZ \quad (23.40)$$

On constate que $s(t_0, k_Y, k_Z)$ est proportionnel à la transformée de Fourier de $\rho(Y, Z)$.

La reconstruction de $\rho(Y, Z)$ peut donc s'effectuer simplement en calculant la transformée de Fourier inverse :

$$\rho(Y, Z) \propto \int s(t_0, k_Y, k_Z) \exp(-jk_Y Y) \exp(-jk_Z Z) dY dZ \quad (23.41)$$

Cependant cela ne peut être réalisé que si l'on connaît le signal $s(k_Y, k_Z)$ pour chacune des coordonnées du plan (k_Y, k_Z) (figure 23.19), ou au moins un nombre suffisamment grand de points du plan (k_Y, k_Z) appelé également plan de Fourier ou encore espace réciproque.

L'échantillonnage de l'espace réciproque peut être effectué en répétant l'expérience avec des valeurs différentes de k_Y et k_Z . Cependant, cette procédure prend beaucoup de temps puisque l'on acquiert seulement un point de l'espace réciproque à chaque expérience.

L'échantillonnage de l'espace réciproque sur 256×256 points nécessite 256×256 expériences. Le temps séparant chaque expérience doit être suffisamment grand pour laisser l'aimantation longitudinale retrouver une valeur proche de sa valeur à l'équilibre thermique ; on aura souvent un délai de répétition de l'ordre de 1 à 2 secondes, ce qui conduit à une durée d'expérience de l'ordre de 20 à 40 mn ...

On peut échantillonner l'espace de Fourier de manière plus efficace en échantillonnant le signal de précession libre en présence d'un gradient, dit *gradient de lecture*. La méthode est illustrée sur la figure 23.20. Une impulsion de gradient G_Y d'intensité négative est commutée vers une valeur positive à l'instant t_A . Le découps temporel des gradients est ajusté de manière telle qu'au temps T_E :

$$\int_0^{T_E} G_Y dt = 0 \quad (23.42)$$

Le signal RMN peut alors être écrit :

$$s(t, G_Y, k_Z) \propto \int \rho(Y, Z) \exp[j\gamma G_Y Y(t - T_E)] \exp(jk_Z Z) dY dZ \quad (23.43)$$

En effectuant le changement de variable $k_Y = \gamma G_Y(t - T_E)$, l'équation (23.43) devient :

$$s(k_Y, k_Z) \propto \int \rho(Y, Z) \exp(jk_Y Y) \exp(jk_Z Z) dY dZ \quad (23.44)$$

Par suite, lorsqu'un signal de précession libre est échantillonné en présence d'un gradient G_Y , les échantillons sont situés sur une ligne de l'espace de Fourier. Le processus peut être répété ligne par ligne pour l'ensemble des valeurs de k_Z . La méthode est connue sous le nom de *technique d'écho de gradient* (les déphasages introduits par le gradient G_Y sont refocalisés au temps T_E , d'où le terme écho). Le

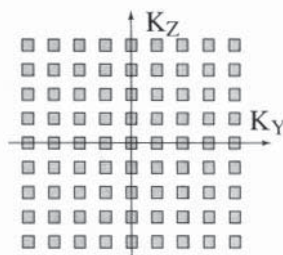


Figure 23.19 - Echantillonnage du plan de Fourier

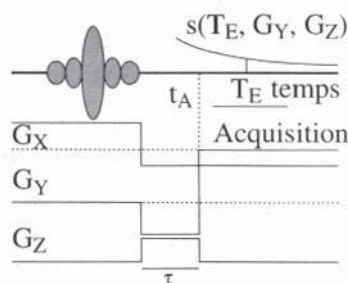


Figure 23.20 - Technique d'écho de gradient

gradient G_Y est appelé *gradient de lecture* (la lecture s'effectue en présence de ce gradient) et le processus de codage dans cette direction de l'espace s'appelle *codage de fréquence* (la fréquence du signal, $\gamma G_Y Y$, dépend de la position). Le gradient G_Z est appelé *gradient de codage de phase* (l'impulsion de gradient introduit un terme de phase, $\Phi = \gamma G_Z Z \tau$, qui dépend de la position). De très nombreuses techniques d'imagerie existent, par exemple l'imagerie par écho de spin. Toutes ces techniques consistent à échantillonner l'espace réciproque.

2.5. CONTRASTE

Nous avons supposé dans ce qui précède que la relaxation transversale était très lente et n'affectait pas le signal RMN. En pratique, avec une technique d'écho de gradient, le signal décroît avec la constante de temps T_2^* . Le degré de pondération T_2^* peut être ajusté en agissant sur le temps d'écho T_E . Une technique d'écho de spin est pondérée par le temps de relaxation T_2 . De la même manière, on peut introduire une pondération T_1 en utilisant un temps de répétition T_R beaucoup plus petit que T_1 (figure 23.21).

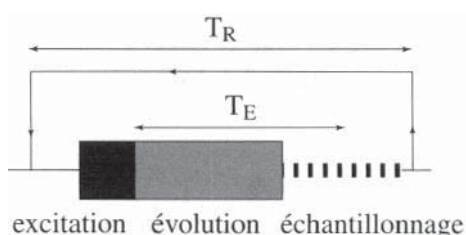


Figure 23.21
Une expérience d'imagerie

Si $T_R \gg T_1$ et $T_E \ll T_2$ l'image est essentiellement une image de densité de spin. L'utilisation de temps de répétition tels que $T_R \approx T_1$ et $T_E \ll T_2$ introduit un contraste T_1 . De la même manière, si $T_R \gg T_1$ et $T_E \approx T_2$ on obtient un contraste T_2 .

De très nombreux autres paramètres physiques, physico-chimiques ou bio-physiques peuvent être ainsi imaged par IRM. Par exemple, la RMN est une technique puissante pour effectuer l'imagerie de déplacements cohérents et incohérents (diffusion translationnelle).

3. UN EXEMPLE D'APPLICATION DE L'IRM : L'IMAGERIE DE L'ACTIVITÉ CÉRÉBRALE

Les applications de l'imagerie RMN sont très nombreuses. En clinique, l'IRM est devenue un outil majeur d'investigation morphologique. Cependant, depuis le début des années 90, l'IRM s'ouvre à de nouvelles applications qui permettent d'accéder au fonctionnement du cerveau. L'accès à la fonction cérébrale par IRM est basé sur la modulation du signal par les paramètres hémodynamiques (volume sanguin cérébral, débit sanguin cérébral) et par le degré d'oxygénation sanguine. Compte tenu du rôle central joué par les paramètres hémodynamiques et d'oxygénation, les caractéristiques des activations cérébrales détectées par IRM présentent une certaine proximité avec

celles observées par tomographie par émission de positons (TEP) ou par tomographie par émission monophotonique (TEMP). La méthode la plus largement utilisée exploite en fait les propriétés magnétiques intrinsèques du sang.

3.1. LES MODIFICATIONS HÉMODYNAMIQUES ET DU DEGRÉ D'OXYGÉNATION INDUITES PAR L'ACTIVATION NEURONALE

De nombreuses études par TEP ont montré que l'activation neuronale était associée à un accroissement du débit sanguin cérébral (DSC) régional de l'ordre de plusieurs dizaines de % [10]. L'accroissement du DSC est lui même consécutif à un accroissement du volume sanguin cérébral (VSC) régional qui introduit une diminution de la résistance artérielle. Les mécanismes qui régissent ce couplage entre métabolisme et DSC restent cependant incomplètement connus. À l'accroissement du DSC correspond un accroissement relatif équivalent de l'apport d'oxygène. Cependant cette augmentation de l'apport d'oxygène reste bien supérieure à l'augmentation de la consommation d'oxygène. Pendant une activation neuronale, la fraction d'oxygène extraite baisse donc, ce qui entraîne une augmentation de la pression partielle en oxygène et donc un accroissement de la saturation de l'hémoglobine en oxygène.

Ainsi la disproportion entre les augmentations du flux sanguin d'une part et de la consommation d'autre part, induit une sur-oxygénation dans le versant veineux des capillaires et dans le système veineux. Cependant on observe souvent en utilisant des techniques d'IRM fonctionnelle un certain décalage entre, d'une part, l'accroissement de consommation en oxygène induit par le renforcement de l'activité métabolique et, d'autre part, l'accroissement du DSC qui intervient plus tardivement [11]. Ainsi pendant les premiers instants qui suivent l'initiation de l'activité neuronale, le degré d'oxygénation sanguine baisse par rapport à sa valeur de repos, puis s'accroît avec l'accroissement du DSC régional, pour finalement dépasser largement la valeur de repos.

L'IRM fonctionnelle (IRMf) exploite les variations de signal induites par les modifications du VSC, du DSC, et de la saturation de l'hémoglobine en oxygène. Selon la méthode d'imagerie utilisée, la pondération du signal peut être portée sur l'un ou l'autre de ces trois paramètres. La première démonstration du potentiel de l'IRM pour l'observation des activations cérébrales a été effectuée en utilisant une méthode de suivi des variations régionales de VSC [12]. Les méthodes utilisées depuis cette démonstration initiale pour obtenir des images fonctionnelles cérébrales par IRM, sont cependant généralement basées sur l'exploitation du contraste BOLD [13 à 18] (Blood Oxygenation Level Dependent), c'est-à-dire sur l'exploitation des variations de signal induites par les modifications du degré d'oxygénation sanguine en fonction de l'activité neuronale. D'autres travaux, plus récents, concernent des méthodes sensibles principalement au DSC [19 à 21]. Bien que les méthodes centrées sur l'observation des modifications locales du VSC ou du DSC soient prometteuses, elles n'ont pas (encore ?) atteint le stade de développement des méthodes basées sur la production du contraste BOLD. Nous nous limiterons ici à la présentation de ces dernières.

Les paramètres physiologiques qui interviennent dans les mécanismes biophysiques à la base de l'effet BOLD sont les suivants :

- ♦ l'hématocrite (Hct) :

$$H_{ct} = \frac{\text{volume des hématies}}{\text{volume sanguin}} \quad (23.45)$$

- ♦ le taux d'oxygénation sanguine (Y), lié à la pression partielle en oxygène [22] :

$$Y = \frac{\text{concentration en hémoglobine oxygénée}}{\text{concentration en hémoglobine}} \quad (23.46)$$

- ♦ la fraction volumique sanguine (f) :

$$f = \frac{\text{volume sanguin}}{\text{volume de tissu}} \quad (23.47)$$

3.2. LE CONTRASTE BOLD : MÉCANISMES BIOPHYSIQUES

Le contraste BOLD concerne les variations du signal de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) induites par des modifications du taux d'oxygénation sanguine. Il trouve son origine dans la différence des comportements magnétiques des secteurs intra- et extra-vasculaire. L'importance de ces différences dépend de l'état d'oxygénation de l'hémoglobine. Nous présentons dans la section suivante les mécanismes biophysiques qui sont à l'origine du contraste BOLD.

La caractéristique de base des méthodes de RMN est la relation linéaire entre fréquence de résonance et champ magnétique appliqué :

$$F_0 = \gamma B_0 / 2\pi \quad (23.48)$$

où γ est le rapport gyromagnétique. Toute variation temporelle ou spatiale du champ entraîne une variation, temporelle ou spatiale, de la fréquence de résonance.

Lorsque l'on place un échantillon dans un aimant, la valeur du champ dans cet échantillon ne dépend pas seulement de la *force* de l'aimant mais aussi bien sûr de la nature de l'échantillon. Lorsque l'on s'intéresse aux tissus biologiques la différence entre le champ B_0 qui pourrait être mesuré dans le vide (ou dans l'air) et celui, B , qui s'établit dans l'échantillon est généralement très faible, mais la RMN est sensible à de très faibles variations de fréquence (donc de champ).

Les *matériaux* qui jouent un rôle dans les applications de l'IRM en biologie et médecine, peuvent, du point de vue de leurs propriétés magnétiques, être classés en trois grandes catégories : matériaux diamagnétiques, paramagnétiques et ferromagnétiques. Deux types de matériaux nous intéressent plus particulièrement : les matériaux diamagnétiques et les matériaux paramagnétiques (voir chapitre 4). Dans ces deux types de matériaux, il existe une relation linéaire entre l'aimantation induite M et le champ H ($M = \chi H$), de sorte que l'induction magnétique B dans l'échantillon diffère d'une quantité ΔB de l'induction B_0 dans le vide.

$$\begin{aligned}\mathbf{B} &= \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0(1 + \chi)\mathbf{H} \\ &= \mathbf{B}_0(1 + \chi) = \mathbf{B}_0 + \Delta\mathbf{B}\end{aligned}\quad (23.49)$$

où χ est la susceptibilité magnétique de l'échantillon, et μ_0 la perméabilité du vide. Les quantités $\Delta\mathbf{B}$ et \mathbf{B}_0 sont liées par la relation :

$$\Delta\mathbf{B} = \chi\mathbf{B}_0 \quad (23.50)$$

$\Delta\mathbf{B}$ est donc proportionnel à \mathbf{B}_0 , mais beaucoup plus petit. Dans les matériaux diamagnétiques χ est négatif et de l'ordre de -10^{-5} à -10^{-6} (le champ dans le milieu est en fait très légèrement inférieur à celui qui serait mesuré dans le vide). La susceptibilité de l'eau est égale à $-8,6 \cdot 10^{-6}$. La contribution diamagnétique est une propriété qui concerne en fait tous les tissus biologiques. Cependant, dans certains cas, d'autres contributions peuvent s'ajouter, voire dominer, celles associées au moment magnétique orbital. C'est le cas par exemple dans les matériaux contenant des molécules caractérisées par la présence d'électrons non appariés. Dans ce cas, χ est positif et le matériau est dit paramagnétique. Le champ dans le milieu est alors supérieur à celui qui serait mesuré en absence d'échantillon. Dans un corps pur paramagnétique, la susceptibilité est de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} . Les radicaux libres (le chlorure cuivrique CuCl_2 , l'oxygène O_2 ...) sont des molécules paramagnétiques. Il est cependant rare en biologie de se trouver en présence de corps purs constitués de molécules paramagnétiques. On est plus souvent en présence de mélanges ou de solutions liquides dans lesquels des molécules paramagnétiques peuvent être présentes. Parmi les molécules paramagnétiques jouant un rôle en biologie, il est intéressant de citer NO. La présence dans un liquide normalement diamagnétique (l'eau par exemple), de molécules paramagnétiques (la désoxyhémoglobine par exemple), accroît la valeur algébrique de la susceptibilité magnétique. Lorsqu'une solution est constituée de plusieurs composés de concentrations molaires volumiques c_i différentes, la susceptibilité de la solution est donnée par l'expression :

$$\chi = \sum c_i \chi_i^m \quad (23.51)$$

où χ_i^m est la susceptibilité molaire volumique du composé i (susceptibilité d'un composé qui comporterait 1 mole de composé par unité de volume).

Les matériaux ferromagnétiques ne seront pas considérés ici puisqu'ils ne jouent pas de rôle dans les méthodes actuelles d'IRMf (ces matériaux présentent cependant des propriétés intéressantes lorsqu'ils sont utilisés sous la forme de microcristaux, à de très faibles concentrations, dans certains produits de contraste dits superparamagnétiques).

Lorsqu'un matériau homogène, dia ou paramagnétique, est plongé dans un champ magnétique \mathbf{B}_0 uniforme, alors $\Delta\mathbf{B}$ est lui-même uniforme (sauf au voisinage des parois). Il n'en est pas de même lorsque le matériau est spatialement hétérogène et constitué de compartiments présentant des susceptibilités magnétiques différentes, comme c'est précisément le cas dans les tissus biologiques.

3.2.1. Effets de susceptibilité magnétique dans des tissus

Le milieu extravasculaire ainsi que le plasma sanguin sont des milieux diamagnétiques de susceptibilités pratiquement identiques. Le sang contient des hématies, elles-mêmes chargées d'hémoglobine. L'hémoglobine désoxygénée est une molécule paramagnétique, tandis que l'hémoglobine oxygénée est diamagnétique. La corrélation entre l'état d'oxygénation de l'hémoglobine et sa susceptibilité magnétique est d'ailleurs connue depuis les travaux de Linus Pauling [23]. Cela confère au sang une susceptibilité magnétique plus élevée (en valeur algébrique) que celle du milieu extravasculaire. Cet accroissement de la susceptibilité magnétique est plus ou moins marqué selon le degré d'oxygénation sanguine. Compte tenu de la relation (23.51), la susceptibilité magnétique du sang s'écrit sous la forme [24] :

$$\chi_{\text{sang}} = \text{Hct} Y \chi_{\text{oxy}} + \text{Hct}(1 - Y) \chi_{\text{désoxy}} + (1 - \text{Hct}) \chi_{\text{plas}} \quad (23.52)$$

où Hct est l'hématocrite, Y le taux d'oxygénation sanguine (équation 23.46), χ_{oxy} , $\chi_{\text{désoxy}}$ et χ_{plas} les susceptibilités des hématies oxygénées, désoxygénées et du plasma. L'ordre de grandeur de la différence de susceptibilité entre sang désoxygéné et sang oxygéné [25] est environ de $+9,5 \times 10^{-7}$ (hématocrite 0,42 ; système international). Le tissu cérébral, comme d'ailleurs tous les tissus vascularisés, est magnétiquement hétérogène. Il est parcouru par un ensemble de vaisseaux contenant un milieu, le sang, dont la susceptibilité magnétique peut être différente de celle de l'environnement. Le champ magnétique est perturbé localement par la présence d'une différence de susceptibilité magnétique $\Delta\chi = \chi_1 - \chi_2$ entre deux compartiments de susceptibilités magnétiques χ_1 et χ_2 et cesse d'être uniforme. Considérons par exemple un objet qui ressemble un peu à un vaisseau sanguin, un cylindre de rayon a , de susceptibilité χ_1 et dont l'axe est placé arbitrairement dans une direction orthogonale au champ magnétique (figure 23.22).

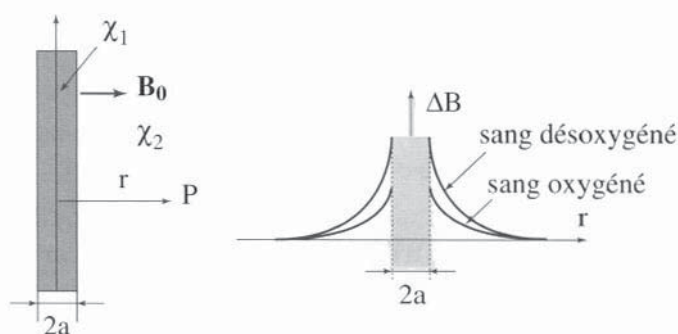


Figure 23.22 - Inhomogénéités de champ magnétique induites par la présence d'un cylindre de sang de susceptibilité χ_1 plongé dans un milieu de susceptibilité χ_2

Lorsque l'on plonge ce cylindre dans un milieu de susceptibilité $\chi_2 \neq \chi_1$, le champ au voisinage du cylindre est perturbé. Cette perturbation dépend de la distance du point considéré à l'axe du cylindre. Par exemple, on montre que dans le plan défini par \mathbf{B}_0

d'une part et l'axe du cylindre d'autre part, ΔB en un point P est proportionnel à a^2/r^2 et à $\Delta\chi$ (r est la distance de P à l'axe du vaisseau). La perturbation décroît donc très vite lorsque l'on s'éloigne du cylindre. Par ailleurs, elle croît avec l'accroissement de la différence des susceptibilités magnétiques des deux compartiments et avec l'intensité du champ magnétique. On a donc :

$$\Delta B_{\text{int}} = \frac{2\pi}{3} \Delta M (3 \cos^2 \theta - 1) \quad (23.53)$$

$$\Delta B_{\text{ext}} = 2\pi \Delta M (a/r)^2 \cos 2\phi \sin^2 \theta \quad (23.54)$$

On notera que nous nous sommes limités ici à la présentation de la forme des variations spatiales $\Delta B(r)$ dans un plan particulier, défini par l'axe du cylindre et par B_0 . On trouvera, par exemple dans la référence [26], les expressions générales de la perturbation spatiale du champ magnétique hors et dans le cylindre.

Le tissu cortical est parcouru par un grand nombre de vaisseaux : artères, artérioles, capillaires, veinules et veines. Le sang artériel est saturé en oxygène et ne comporte que très peu d'hémoglobine désaturée, sa susceptibilité est donc voisine de celle des tissus environnants et ne varie pas avec l'activité neuronale. Ce compartiment sanguin n'introduit donc pas ou peu d'hétérogénéité magnétique. Au contraire, le degré d'oxygénation sanguine dans les capillaires, veinules et veines, est normalement beaucoup plus faible. Le sang veineux présente une susceptibilité plus forte que celle du tissu, la différence de susceptibilité des deux compartiments dépendant du degré de saturation de l'hémoglobine qui dépend lui-même de l'intensité de l'activité neuronale. La méthode BOLD exploite les perturbations de champ magnétique ainsi introduites dans le secteur extravasculaire au voisinage des vaisseaux du versant veineux.

3.2.2. Effets de susceptibilité et signal RMN : le contraste BOLD

Les différences de susceptibilité magnétique entre secteur vasculaire et secteur extravasculaire introduisent des inhomogénéités de champ magnétique à l'extérieur même des vaisseaux. Le signal RMN des protons de l'eau situés au voisinage des capillaires, veinules ou veines, est sensible à ces inhomogénéités. Il ne s'agit donc pas d'une observation directe de l'hémoglobine ou de l'oxygène, mais de l'observation de l'influence de ces molécules sur le signal des protons de l'eau. Comme en imagerie classique, les images fonctionnelles sont donc construites à partir du signal des protons de l'eau. En IRMf, l'intensité du signal est modulée par les effets de susceptibilité magnétique décrits ci-dessus.

Deux types de mécanismes contribuent à cette modulation : l'inhomogénéité du champ qui introduit une dispersion des fréquences de résonance (effet statique) et la diffusion des molécules d'eau dans les *gradients de susceptibilité* caractéristiques de ces inhomogénéités qui introduit une modulation temporelle de la fréquence de résonance [27] (effet dynamique).

Effets statiques

Le tissu cortical peut être modélisé, de manière très simplificatrice, par un réseau vasculaire complexe, de susceptibilité plus ou moins forte selon le degré de l'activité neuronale, plongé dans un milieu diamagnétique. La fraction volumique sanguine, f , étant de l'ordre de 4%, la plus grande partie du signal provient du secteur extravasculaire. Les différences de susceptibilité magnétique entre secteurs vasculaire et extravasculaire introduisent des gradients de champ magnétique au voisinage des vaisseaux (figure 23.22) et donc une certaine distribution des fréquences de résonance des protons de l'eau. La largeur de cette distribution s'accroît avec le taux de désoxyhémoglobine, mais aussi avec le volume sanguin cérébral (vasodilatation ou recrutement de capillaires).

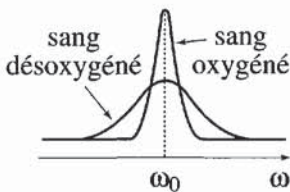


Figure 23.23 - Distribution des fréquences de résonance dans un voxel de tissu cortical

A l'activation cérébrale sont associés :

- ◆ la décroissance du taux de désoxyhémoglobine et donc la largeur de la distribution de fréquences (figure 23.23),
- ◆ la croissance du VSC ce qui tend à faire croître la largeur de la distribution de fréquences.

Il s'agit donc de deux effets opposés, mais le premier aspect est dominant de sorte que, globalement, la largeur de la distribution de fréquences décroît lorsque que l'on passe d'un état de repos à un état d'activation corticale. Cette double influence des modifications du VSC et du taux d'oxygénation sanguine est un premier élément qui illustre cependant les difficultés de l'analyse quantitative en IRMf.

On sait que le signal RMN est la réponse du système de spins (ici les spins des protons de l'eau) à une excitation (impulsion radiofréquence). La fréquence de ce signal est la fréquence moyenne de résonance de ces protons dans le champ inhomogène. L'amplitude du signal de précession libre décroît avec la constante de temps T_2^* qui reflète partiellement le degré d'homogénéité du champ magnétique (voir section 1.1.7). Plus le champ est homogène plus T_2^* est long. Dans un champ parfaitement homogène T_2^* tend vers T_2 .

Le passage d'une situation de repos à une situation d'activation, fait décroître la largeur de la distribution des fréquences de résonance (le champ devient plus homogène) et donc croître le paramètre T_2^* (le signal s'allonge). La figure 23.24 illustre ce point.

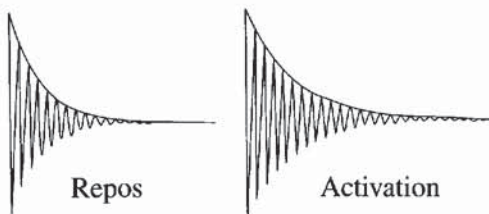


Figure 23.24
Décroissance du signal de précession libre dans un voxel de tissu cortical

On peut maintenant confronter ces résultats aux propriétés des deux grandes classes d'expériences IRM : écho de spin et écho de gradient. Dans une expérience d'écho de gradient, le signal est très fortement pondéré T_2^* . A l'instant $t = T_E$, il a pour forme :

$$S(T_E) = S(0) \exp(-T_E/T_2^*) \quad (23.55)$$

Au contraire, dans une expérience d'écho de spin aucune pondération T_2^* n'est introduite. Le signal est pondéré T_2 : l'amplitude à l'instant T_E ne contient, si l'on se limite à cette analyse *statique* (la mobilité des molécules d'eau n'a pas été prise en compte), aucune information sur les inhomogénéités de champ et donc sur l'état d'activation cérébrale. Les choses sont en fait moins tranchées si l'on considère l'influence de la diffusion moléculaire.

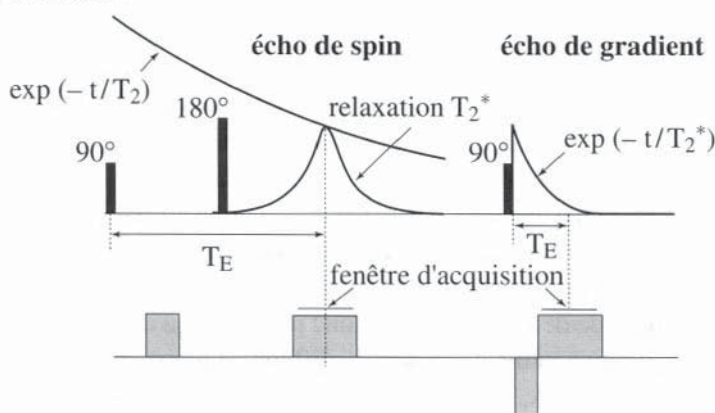


Figure 23.25 - Pondération du signal dans une expérience d'écho de spin et dans une expérience d'écho de gradient

Le schéma des gradients de lecture des expériences d'imagerie correspondantes a été précisé pour mémoire, mais l'effet de ces gradients sur le signal n'est pas pris en compte.

Effets dynamiques

Dans une expérience IRMf la durée d'observation du signal est de l'ordre de 30 à 100 ms. Pendant ce temps d'acquisition, les molécules d'eau diffusent plus ou moins librement dans le milieu extravasculaire. On considère généralement que, pendant ce temps, la probabilité de passage d'une molécule du secteur vasculaire au secteur extravasculaire est négligeable. Dans le compartiment extravasculaire ces molécules diffusent dans les gradients de champ associés aux différences de susceptibilité. On remarque en examinant l'expression (23.54), que ΔB au voisinage des parois ($r = a$) ne dépend pas du rayon a du vaisseau considéré. L'amplitude de ΔB ne dépend en fait que de $\Delta\chi$. En revanche, l'étendue de la zone de champ inhomogène se réduit avec le rayon du vaisseau.

Lorsqu'une molécule diffuse au voisinage d'un petit vaisseau elle "voit" tout l'éventail des champs locaux. Au contraire la diffusion moléculaire au voisinage d'un gros vaisseau ne permettra pas à une molécule donnée d'expérimenter toute la gamme de ces variations de champ (figure 23.26).

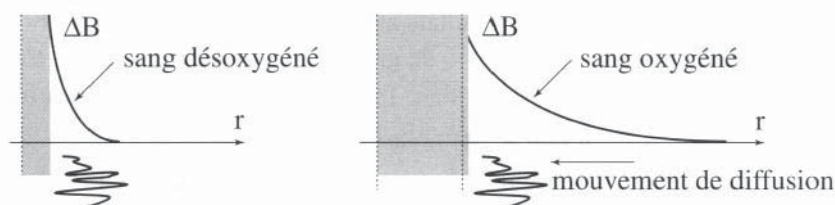


Figure 23.26 - Les perturbations de champ sont moins étendues autour d'un vaisseau de petit diamètre qu'autour d'un gros vaisseau

L'amplitude des variations de champ ne dépend cependant pas du rayon du vaisseau.

Les gradients de champ ($d\Delta B/dr$) sont donc beaucoup plus forts autour des petits vaisseaux.

La conséquence est double :

- ♦ Le mouvement tend à réduire l'effet de dispersion des fréquences de résonance. Dans le cas de petits vaisseaux (capillaires) chaque molécule d'eau a, pendant la durée d'expérience, parcouru l'ensemble de la distribution de fréquences. A cause du mouvement, qui introduit un effet de moyenne, la fréquence de résonance moyenne diffère peu d'une molécule à l'autre, ce qui n'est pas le cas en absence de mouvement. La perte de cohérence due à la dispersion des fréquences spatiales est ainsi réduite. C'est le phénomène de rétrécissement par le mouvement [7]. Pendant une période de repos, T_2^* est donc plus long qu'il ne le serait en absence de diffusion : pour de petits vaisseaux, la différence repos-activation est atténuée. Pour les gros vaisseaux, la situation est moins modifiée par la présence de la diffusion (la distance parcourue en moyenne par une molécule pendant la durée de l'observation ne lui permet pas de faire l'expérience de l'ensemble des fréquences de résonance). A ce stade, il est utile d'introduire la variation ΔR_2^* de la vitesse de relaxation entre repos et activation :

$$\Delta R_2^* = (1/T_2^*)_{\text{repos}} - (1/T_2^*)_{\text{act}} \quad (23.56)$$

La variation ΔR_2^* , c'est-à-dire la sensibilité d'une expérience d'écho de gradient est donc, pour une fraction volumique sanguine donnée, plus forte pour les veinules que pour les capillaires (figure 23.27).

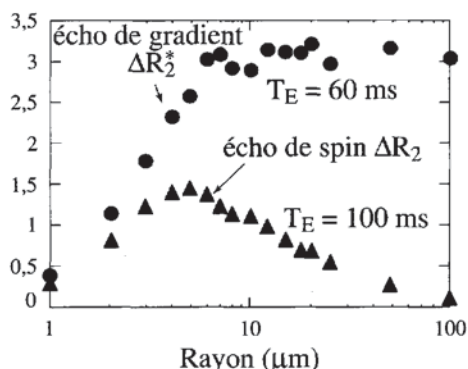
- ♦ Dans une expérience d'écho de spin la situation est opposée. Ce type d'expérience serait, en absence de diffusion, insensible à la dispersion des fréquences de résonance (refocalisation). La diffusion moléculaire brise la symétrie d'une expérience d'écho de spin et introduit, en présence de gradients de susceptibilité, une variation ΔR_2 qui n'existe pas en absence de diffusion. Ainsi la diffusion sensibilise une expérience d'écho de spin à l'état d'activation cérébrale, tandis qu'elle a plutôt tendance, au moins pour les vaisseaux de petits diamètres, à désensibiliser l'expérience d'écho de gradient à l'activation cérébrale. Cette sensibilisation des techniques d'écho de spin est cependant très sélective puisque très dépendante des rayons des vaisseaux (figure 23.27). On remarque cependant que les capillaires (diamètre de l'ordre de $5 \mu\text{m}$), contribuent de manière préférentielle au signal, cet aspect favorable étant néanmoins contrebalancé par la sensi-

bilité globale beaucoup plus faible de ce type d'expérience. Cet aspect doit à nouveau inciter à la prudence si l'on souhaite s'engager dans l'analyse quantitative des résultats d'un protocole IRMf.

Figure 23.27
Sensibilité des expériences
d'écho de spin (ΔR_2) et d'écho de
gradient (ΔR_2^*) à l'activation cérébrale

Cette sensibilité est portée en fonction du rayon des capillaires (modélisation Monte Carlo, fraction volumique sanguine constante).

Document S. Grimault, unité INSERM 438.



Le mécanisme BOLD introduit une modulation du signal RMN fonction du degré d'oxygénation sanguine. Cette modulation est complexe puisqu'elle peut dépendre de la taille des vaisseaux dans le volume d'intérêt et que d'autres paramètres peuvent contribuer à la modulation du signal comme par exemple les variations du VSC ou même, selon le type d'expérience, le DSC. L'effet BOLD s'appuie sur l'existence d'inhomogénéités de champ créées par l'hétérogénéité de susceptibilité magnétique. On remarque en observant l'expression (23.54), que ces inhomogénéités s'accroissent avec l'intensité du champ. La sensibilité de l'IRMf s'accroît donc avec l'intensité du champ et l'on a intérêt de ce point de vue, à travailler aux champs les plus élevés, un champ de trois teslas étant aujourd'hui considéré comme un bon compromis entre sensibilité et flexibilité.

3.3. LES SÉQUENCES IRMf

Les séquences IRMf les plus utilisées visent à exploiter l'effet BOLD. Elles sont généralement construites de manière à donner une sensibilité forte au paramètre T_2^* . Ce sont donc en fait nécessairement des méthodes basées sur l'acquisition d'un signal d'écho de gradient. On distingue deux grandes classes de méthodes :

- ♦ les méthodes d'écho de gradient rapides, basées sur une excitation du système de spin à l'aide d'une impulsion de petit angle. Le schéma de gradients est tel que chaque excitation permet d'acquérir une ligne de l'espace réciproque (figure 23.28). Une image comportant 64 lignes nécessite en principe 64 acquisitions successives (on peut cependant, pour accroître la rapidité de l'expérience, effectuer une exploration partielle de l'espace réciproque). Le temps d'écho est souvent de l'ordre de 30 ms ce qui permet d'optimiser la sensibilité aux variations T_2^* . Le temps de répétition est de l'ordre de 50 à 100 ms, ce qui conduit à une durée d'acquisition d'une coupe unique inférieure à 5 s. L'acquisition de N coupes accroît d'un facteur N la durée d'acquisition.

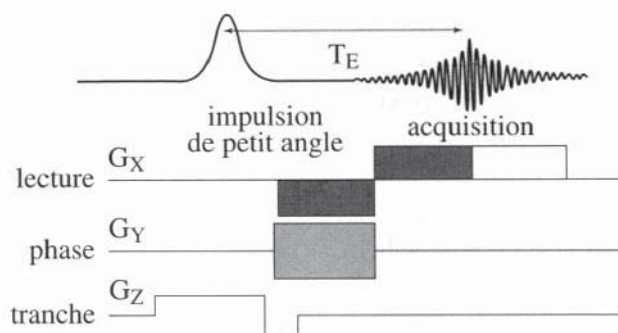


Figure 23.28 - Séquence de type écho de gradient
Acquisition ligne par ligne de l'espace de Fourier

- ◆ les méthodes d'écho de gradient ultrarapides de type EPI (Echo Planar Imaging), où le schéma de gradient est tel que l'ensemble de l'espace de Fourier est couvert lors de l'acquisition du signal qui suit l'excitation avec une impulsion de 90° (figure 23.29). La durée d'acquisition est de l'ordre de 100 ms de sorte qu'une dizaine de coupes peuvent être acquises en moins de 1 seconde.

N.B. - Le nom "écho de gradient" est souvent associé aux méthodes de la première classe. Le sigle EPI désigne les méthodes de la deuxième classe. Il est important de noter que les méthodes EPI utilisées en IRMf sont généralement aussi des méthodes d'écho de gradient..

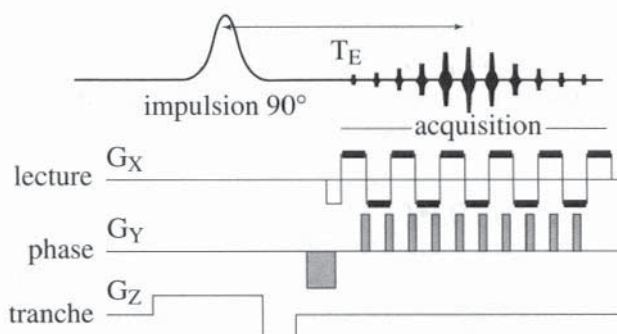


Figure 23.29 - Séquence de type écho de gradient, mode EPI
Acquisition complète de l'espace de Fourier
(11 lignes dans le cas de cette figure simplifiée)

La résolution temporelle d'une expérience EPI est donc bien meilleure que celle qui peut être atteinte avec des méthodes de type écho de gradient rapide, notamment lorsqu'une exploration multi-tranches est nécessaire. La sensibilité par unité de temps des méthodes EPI est également supérieure notamment dans le cas d'une exploration multitranches. La mise en œuvre de ce type d'expérience nécessite cependant des systèmes de gradients extrêmement performants qui ne sont disponibles que sur les machines de dernière génération.

3.4. LE DÉROULEMENT D'UN PROTOCOLE IRMF ET LE TRAITEMENT D'IMAGES

L'IRMf est fondamentalement une technique de différence. La valeur absolue de l'intensité d'un pixel de l'image ne peut être en effet associée de manière quantitative à un paramètre décrivant l'état d'activité corticale. Quel que soit le protocole et la méthode d'analyse, il s'agira toujours de comparer un état de repos à un état d'activation.

On demande au sujet d'effectuer séquentiellement un certain nombre de tâches. Il s'agit souvent d'une alternance de périodes de "repos" (peut-on parler de repos cérébral ?) et de périodes pendant lesquelles est effectuée une stimulation sensitive ou sensorielle ou une activité motrice ou cognitive bien déterminée. On désigne souvent cette succession de tâches sous le nom de paradigme. Pendant toute la durée de l'expérience des images d'une tranche ou d'un ensemble de tranches sont acquises avec une résolution temporelle aussi bonne que possible, par exemple 1 seconde en mode EPI.

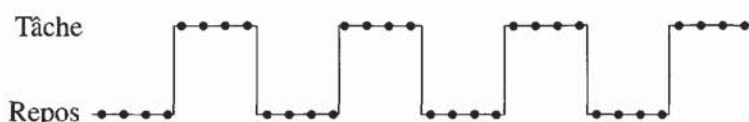


Figure 23.30 - Exemple d'échantillonnage d'un paradigme constitué d'alternances repos-tâche

L'analyse des images est ensuite effectuée pixel par pixel. Un pixel d'une région activée est caractérisé par un accroissement d'intensité lorsqu'on passe d'une période de repos à une période d'activation. Un pixel d'une région non concernée par la tâche effectuée conserve une intensité constante au cours des différentes périodes. En fait les variations de signal associées à l'activité neuronale sont extrêmement faibles (souvent de l'ordre de 1 à 2%) et il n'est pas toujours évident d'extraire l'information du bruit.

3.5. EXEMPLES D'APPLICATIONS

Les quelques exemples qui suivent montrent des cartes fonctionnelles obtenues suite à des stimulations sensorielles (visuelles), à des activations motrices, ou lors de processus cognitifs (langage). Les examens IRMF ayant engendré ces résultats se sont déroulés suivant un même protocole.

Ils débutent par une séquence rapide d'IRM conventionnelle de "repérage", généralement dans le plan sagittal, en vue de positionner le volume à explorer en IRM fonctionnelle. Ensuite, les séquences d'IRM fonctionnelle sont appliquées pendant la réalisation d'un certain paradigme. Dans ces séquences fonctionnelles, la résolution spatiale et les contrastes entre différents tissus mous (substances blanche et grise, liquide céphalo-rachidien) sont généralement sacrifiés au bénéfice de la résolution temporelle et du contraste de type "BOLD". Finalement, une séquence d'IRM conventionnelle à

hauts contrastes et à haute résolution spatiale est réalisée. Les images fournies par cette dernière séquence servent de support anatomique aux cartes fonctionnelles.

Celles-ci sont obtenues par comparaison, pixel par pixel, des intensités des signaux mesurés pendant les conditions de *contrôle* et pendant les conditions de *stimulation* ou de *tâche*. Dans les exemples qui suivent, cette comparaison est faite en estimant l'intercorrélation existant entre les évolutions temporelles des pixels et une fonction représentant le paradigme appliqué. Les pixels présentant un facteur d'intercorrélation suffisamment élevé seront considérés comme étant représentatifs d'un voxel "activé".

3.5.1. Vision

L'expérience décrite ici a eu comme objectif d'identifier les aires corticales visuelles impliquées spécifiquement dans la perception du mouvement (aires appelées MT ou V5). Le paradigme utilisé alterne donc des périodes de *contrôle* et de *stimulation*, périodes différant principalement dans une composante de mouvement d'un stimulus visuel. Ce dernier est transmis au sujet par l'intermédiaire d'un système comprenant ordinateur, projecteur vidéo, écran de projection et quelques miroirs.

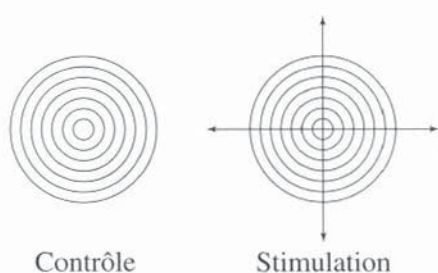


Figure 23.31 - Stimuli visuels

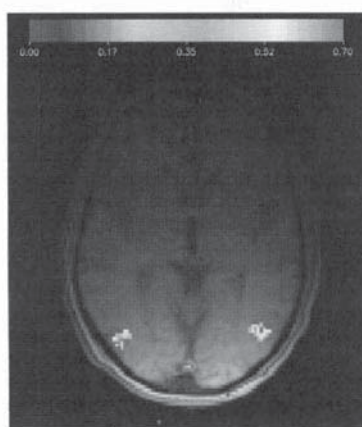


Figure 23.32 Activations détectées dans les aires visuelles (V5 ou MT) présentant une sensibilité particulière au mouvement

Les stimuli visuels utilisés dans cette expérience ont consisté en des anneaux concentriques, stationnaires lors des périodes de *contrôle* et en expansion continue lors des périodes de *stimulation* (voir figure 23.31).

Les aires visuelles étant localisées dans la partie occipitale du cerveau, les signaux ont été détectés à l'aide d'une petite antenne radiofréquence circulaire et plane, centrée sur la région cérébrale d'intérêt. Cette antenne présente une sensibilité de détection optimale pour les régions proches du plan de l'antenne.

La figure 23.32 présente un résultat typique. Les deux aires corticales présentant des réponses fonctionnelles correspondent à V5. Ces résultats illustrent que différentes aires fonctionnelles du cortex visuel (V5 dans le cas présent) peuvent être identifiées en modulant les paramètres adéquats des stimuli visuels (le mouvement dans le cas présent).

3.5.2. Cognition

L'objectif de l'expérience suivante était d'évaluer la dominance hémisphérique du langage. La détermination de la dominance hémisphérique constitue une problématique d'un intérêt clinique majeur, par exemple chez des patients souffrant d'une épilepsie temporale réfractaire au traitement. Une résection chirurgicale ne peut être envisagée chez ces patients que dans l'hémisphère non-dominant du point de vue des fonctions linguistiques. La détermination de la dominance hémisphérique du langage chez des patients est normalement effectuée à l'aide du *test de Wada*. Lors de ce test, un barbiturique (amobarbital) est injecté au niveau des carotides internes, en vue d'anesthésier de façon transitoire (pendant quelques minutes) un hémisphère.

La comparaison des performances linguistiques avant et juste après injection permet alors d'évaluer l'implication dans le langage de l'hémisphère correspondant. Le test de Wada est invasif, non dépourvu de risques cliniques et il présente souvent des difficultés d'interprétation. L'IRMf offre donc une voie alternative, non invasive. En IRMf, la détermination de la dominance hémisphérique du langage requiert bien entendu l'application d'un paradigme engendrant des réponses fonctionnelles dans les aires du langage. Plusieurs approches sont suivies en vue d'obtenir ces réponses. On peut les classer en deux catégories. Dans l'une, on demande au sujet de juger l'adéquation entre certaines caractéristiques de mots (ou éventuellement de "non-mots", consistant en des suites de caractères ne représentant pas des mots) qui lui sont présentés. Ces caractéristiques sont de type orthographique, de type phonologique ou de type sémantique. Dans l'autre, le sujet est amené à engendrer des mots. Cette génération est silencieuse, la génération avec articulation engendrant généralement des artefacts de mouvement dans les images fonctionnelles.

L'image fonctionnelle ci-contre représente des réponses fonctionnelles obtenues suivant la seconde approche. Le paradigme a consisté en l'alternance de périodes de contrôle pendant lesquelles le sujet évitait de verbaliser (même de façon interne) et de périodes de tâche pendant lesquelles le sujet générait, de façon interne, les noms d'objets identifiés lors d'une imagerie mentale de scènes connues. L'image représente la projection des images fonctionnelles et anatomiques acquises sur une volume d'une épaisseur de 35 mm. Une asymétrie gauche-droite des réponses est évidente, avec une prédominance gauche (le sujet était droitier ; suivant la tradition radiologique, l'hémisphère gauche est représentée sur la droite et *vice versa*).

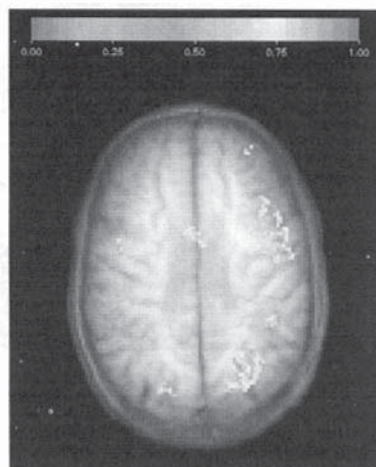


Figure 23.33 - Activations détectées dans les aires du langage et dans les aires visuelles associatives lors d'une tâche cognitive présentant une composante d'imagerie visuelle et de langage

Ce résultat illustre qu'il est possible d'obtenir des réponses fonctionnelles en IRMf pendant une activité cognitive (le langage). Il illustre en particulier que la dominance hémisphérique du langage peut être aisément déterminée en IRMf.

3.5.3. Motricité

L'exécution volontaire d'un acte moteur requiert le recrutement d'un certain nombre d'aires corticales qui traduisent l'intention d'accomplir un mouvement volontaire en action motrice. Ces aires comprennent l'aire motrice supplémentaire (SMA), l'aire prémotrice (PM) ainsi que les aires motrice primaire (M1) et somatosensorielle (S1).

Traditionnellement, on considère que les étapes initiales du mouvement volontaire, telles que sa planification et sa programmation, impliquent les aires SMA et PM, alors que M1 est responsable de son exécution uniquement. Cette vue traditionnelle a été mise en cause par des résultats en imagerie fonctionnelle (TEP et IRMf) obtenus lorsque les sujets simulent mentalement des mouvements sans les exécuter réellement (*imagerie mentale* de mouvement). L'intérêt d'expériences d'imagerie mentale réside en ce qu'elles fournissent une "clef" aux représentations motrices présentes avant l'exécution même du mouvement. Les expériences d'imagerie fonctionnelle indiquent, contrairement à l'opinion traditionnelle, que l'aire motrice primaire est impliquée lors d'une simulation mentale d'action motrice. Les deux images IRMf suivantes représentent des exemples de résultats obtenus en présence d'une action motrice de la main droite réellement exécutée (figure 23.34) et mentalement simulée (figure 23.35). Le plan des images a été centré sur la région motrice de la main.

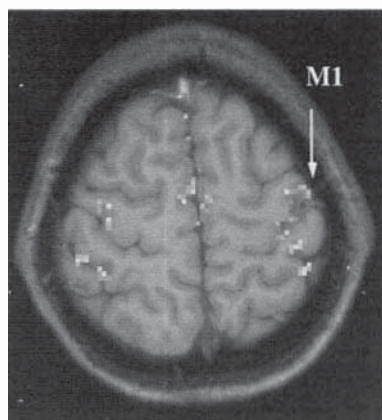


Figure 23.34 Exécution réelle

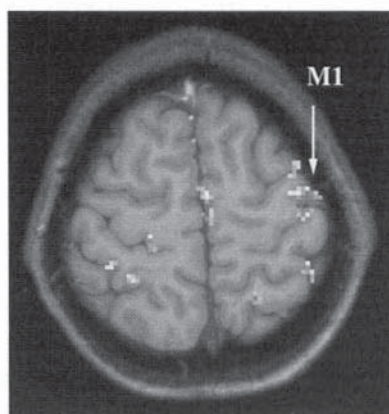


Figure 23.35 Simulation mentale

Le paradigme appliqué alternait ici des périodes de contrôle pendant lesquelles le sujet n'exécutait aucune tâche (période de *repos*) et des périodes pendant lesquelles le sujet opposait le pouce aux autres doigts de la main droite, à une fréquence auto-régulée d'environ 1 Hz. Les figures 23.34 et 23.35 illustrent que les réponses sensori-motrices sont localisées principalement dans l'hémisphère controlatéral par rapport au

membre en mouvement. Ils démontrent, par ailleurs, que l'aire motrice primaire M1 est bien activée pendant une simulation mentale d'un acte moteur. Il apparaît donc une forte similitude des processus neuronaux engagés dans une action motrice réellement exécutée et une action motrice simulée mentalement.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Bloch, V.W. Hansen, M. Packard, *Phys. Rev.* (1946) **69**, 127.
- [2] E.M. Purcell, H.C. Torrey, R.V. Pound, *Phys. Rev.* (1946) **69**, 37.
- [3] P.T. Callaghan, *Principles of nuclear magnetic resonance microscopy* (1991) Oxford.
- [4] P. Mansfield, P.G. Morris, *NMR imaging in biomedicine* (1982) Academic Press, New York.
- [5] R.R. Ernst, G. Bodenhausen, A. Wokaun, *Principles of Nuclear Magnetic Resonance in One and Two Dimensions* (1987) Oxford University Press, Oxford.
- [6] A. Abragam, *Principles of Nuclear Magnetism* (1961) Oxford University Press, Oxford.
- [7] C.P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance* (1978) Springer Verlag, Berlin, Heidelberg.
- [8] P. Lauterbur, *Nature* (1973) **242**, 190.
- [9] P. Mansfield, P.K. Granner, *J. Solid state Phys.* (1973) **8**, L 422.
- [10] P.T. Fox, M.E. Raichle, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* (1986) **83**, 1140.
- [11] R.S. Menon, S. Ogawa, X. Hu, J. Strupp, P. Anderson, K. Ugurbil, *Magn. Reson. Med.* (1995) **33**, 453.
- [12] J.W. Belliveau, D.N. Kennedy, R.C. McKinstry, B.R. Buchbinder, R.M. Weisskopf, M.S. Cohen, J.M. Vevea, T.J. Brady, B.R. Rosen, *Science* (1991) **254**, 716.
- [13] S. Ogawa, T.M. Lee, A.R. Kay, D.W. Tank, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* (1990) **87**, 9867.
- [14] S. Ogawa, T.M. Lee, A.S. Nayak, P. Glynn, *Magn. Reson. Med.* (1990) **14**, 68.
- [15] K.K. Kwong, J.W. Belliveau, D.A. Chesler, I.E. Goldberg, R.M. Weisskopf, B.P. Poncelet, D.N. Kennedy, B.E. Hoppel, M.S. Cohen, R. Turner, H.-M. Cheng, T.J. Brady, B.R. Rosen, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* (1992) **89**, 5675.
- [16] S. Ogawa, D.W. Tank, R. Menon, J.M. Ellerman, S.G. Kim, H. Merkle, K. Ugurbil, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* (1992) **89**, 5951.
- [17] P.A. Bandettini, E.C. Wong, R.S. Hinks, R.S. Tikofsky, J.S. Hyde, *Magn. Reson. Med.* (1992) **25**, 390.
- [18] D. Le Bihan, R. Turner, T. A. Zeffiro, C. Cuenod, P. Jezzard, V. Bonnerot, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* (1993) **90**, 11802.
- [19] S.G. Kim, *Magn. Reson. Med.* (1995) **34**, 293.
- [20] R.R. Edelman, B. Sievert, D.G. Darby, V. Thangaraj, A.C. Nobre, M.M. Mesulam, S. Warach, *Radiology* (1994) **192**, 513.
- [21] K.K. Kwong, D.A. Chesler, R.M. Weisskoff, K.M. Donahue, T.L. Davis, L. Østergaard, T.A. Campbell, B.R. Rosen, *Magn. Reson. Med.* (1995) **34**, 878.
- [22] L. Stryer, *Biochemistry* (1981) W.H. Freeman & C^y, New York.
- [23] L. Pauling, C. Coryell, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* (1936) **22**, 210.

- [24] R. Weisskoff, S. Kiihne, *Magn. Reson. Med.* (1992) **24**, 375.
- [25] P.A. Bandettini, E.C. Wong, *Int. J. Imag. Syst. Tech.* (1995) **6**, 133.
- [26] S. Ogawa, R.S. Menon, D.W. Tank, S.-G. Kim, H. Merkle, J.M. Ellerman, K. Ugurbil, *Biophys. J.* (1993) **64**, 803.
- [27] J.L. Boxerman, L.M. Hamberg, B.R. Rosen, R.M. Weisskoff, *Magn. Reson. Med.* (1995) **34**, 555.

CHAPITRE 24

MAGNÉTISME DES MATÉRIAUX TERRESTRES ET GÉOMAGNÉTISME

La découverte du champ magnétique terrestre est au cœur des origines de la physique. Moins connue que les premiers pas de l'astronomie et de la mécanique avec Copernic, Galilée ou Newton, cette histoire est pourtant exemplaire du développement scientifique, avec l'existence d'un besoin concret de la société (la précision de la navigation à la boussole), la mise au point du raisonnement expérimental par Gilbert, et le problème de la rationalisation de l'action à distance dont les aimants constitueront longtemps le seul exemple scientifique. La démonstration par Gilbert en 1600 de l'origine interne du champ magnétique terrestre, à partir de la similitude des lignes de champ autour de la Terre et autour d'une sphère de magnétite naturellement aimantée, est considérée comme la première publication de la physique moderne, avant la mise en équation de la chute des corps par Galilée. Cette origine interne alliée au mystère de l'action à distance a probablement contribué à la "diabolisation" du magnétisme au cours des siècles.

Aujourd'hui l'étude du champ magnétique terrestre et celle des propriétés des matériaux naturels constituent deux disciplines à part entière, le Géomagnétisme et le Magnétisme des Roches. Issues du magnétisme physique, avec l'exemple emblématique des travaux de L. Néel appliqués au paléomagnétisme, ces deux disciplines ont développé leur propre méthodologie, avec de nombreuses applications essentiellement dans le domaine des Sciences de la Terre, mais aussi des Sciences de l'Univers, de la Vie et de l'Environnement.

1. INTRODUCTION

Après une brève présentation de quelques techniques expérimentales, nous traiterons principalement dans ce chapitre, des propriétés magnétiques des matériaux naturels, essentiellement les roches terrestres que l'on définit comme un agrégat cohérent de différentes phases solides le plus souvent cristallisées (les minéraux), mais aussi les particules minérales libres que l'on trouve dans l'eau, l'air, les sols et sédiments, les

êtres vivants, ainsi que les matériaux extraterrestres et les matériaux artificiels présentant une analogie avec les matériaux naturels et susceptibles d'être présents dans l'environnement : cendres, bétons, boues de station d'épuration ...

Il est commode de distinguer trois niveaux de propriétés magnétiques :

- ◆ les propriétés magnétiques intrinsèques (susceptibilité, aimantation spontanée, hystérésis, températures d'ordre, etc.) qui nous renseignent sur la nature du matériau, sa composition en éléments chimiques magnétiques et la manière dont ces éléments s'assemblent dans les minéraux. A ce niveau, tous les matériaux cités peuvent être étudiés alors que pour ce qui suit seuls les matériaux cohérents sont concernés [1-3].
- ◆ l'anisotropie de ces propriétés, due à l'orientation préférentielle – ou pétro-fabrique – de minéraux magnétiques anisotropes. Cette fabrique magnétique permet d'aborder la structure des matériaux [4-5].
- ◆ l'aimantation rémanente naturelle (ARN), qui constitue un enregistrement des champs magnétiques subis par la roche depuis sa formation et fonde la discipline du paléomagnétisme. Cet enregistrement nous conduit à l'histoire du champ magnétique terrestre, mais aussi des phénomènes physiques subis par la roche : déplacements et rotations, réchauffements, etc. [1, 6-8].

Le paléomagnétisme, du fait de cet aspect historique et de l'absence d'autres techniques apportant ces données sur le passé de la Terre, a connu ces dernières décennies un développement fulgurant. Le géologue est en effet le plus souvent un détective reconstituant des événements passés à partir d'indices présents dans les roches, tandis que le géophysicien observe l'état actuel de notre planète [9-12].

Le géomagnétisme sera traité dans la perspective du paléomagnétisme car les quelques siècles de mesures directes du champ sont peu de choses face aux 3,9 Ga d'archives géologiques [13-16]. (*Dans la suite de ce chapitre, on désignera par ka un millénaire, par Ma un million d'années, par Ga un milliard d'années, etc.*).

2. TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES

2.1. GÉNÉRALITÉS

L'instrumentation spécifique en magnétisme des roches répond aux contraintes suivantes :

- ◆ les grains magnétiques sont dilués (teneurs pratiquement toujours inférieures à 10^{-2} et souvent dans la gamme 10-100 ppm, soit 10^{-5} à 10^{-4}) ce qui implique la recherche d'une sensibilité inhabituelle en magnétisme physique.
- ◆ cette dilution, la granulométrie variable (typiquement dans la gamme 0,01 μm à 1 mm), les hétérogénéités à petite échelle et le besoin d'un repère directionnel précis nécessitent des échantillons assez volumineux (au minimum une dizaine de cm^3). Les techniques de prélèvements sur le terrain ainsi que les porte-

échantillons de mesure ont été rapidement standardisés, la norme étant, pour les roches le cylindre de 25 mm de diamètre et 22 mm de long, et pour les matériaux meubles le cube de 20 mm de coté inséré dans une boîte en plastique. Les carottes cylindriques sont obtenues sur le terrain grâce à un carottier portable à essence muni d'un foret diamanté refroidi à l'eau, puis coupées en tronçons de 22 mm au laboratoire. L'orientation du référentiel naturel (dit "géographique") de la roche est définie par rapport au référentiel carotte par deux angles obtenus à l'aide d'un orientateur combinant un inclinomètre et un compas magnétique (boussole) ou solaire, avec une précision angulaire de quelques degrés. Le repère géographique est défini par le trièdre {Nord, Est, Bas}. Une direction est décrite par sa déclinaison (angle entre N et la projection dans le plan horizontal) et son inclinaison (angle entre la direction et le plan horizontal).

- ♦ la variabilité inhérente aux objets naturels, l'extrapolation recherchée des résultats à l'échelle kilométrique ou continentale, ainsi que les études de variations temporelles, poussent à la mesure d'un très grand nombre d'échantillons afin de compenser cette variabilité par des méthodes statistiques. En général, une étude régionale porte sur quelques dizaines de sites ou affleurements (zone d'une dimension de l'ordre de 10 m où l'on s'attend à une homogénéité des phénomènes enregistrés), chaque site comportant une dizaine de carottes et chaque carotte pouvant donner plusieurs échantillons. Dans le cas d'une étude détaillée de variation temporelle sur une série sédimentaire, on peut être amené à effectuer un prélèvement tous les deux centimètres sur plusieurs dizaines de mètres de haut. Les milliers d'échantillons traités ainsi chaque année par un laboratoire nécessitent des appareils simples d'emploi, où les échantillons restent à température et atmosphère ambiante ce qui permet d'obtenir un délai de quelques minutes seulement entre les mesures d'échantillons différents.

Enfin les unités le plus souvent utilisées sont volumiques, du fait de l'utilisation d'échantillons de volume standardisé, les unités spécifiques étant réservées aux dosages quantitatifs.

2.2. MESURES D'AIMANTATION RÉMANENTE

La gamme d'intensité de l'ARN observée dans les roches va de 10^{-5} à 10^2 A/m, et des résultats significatifs peuvent être obtenus sur toute cette gamme. Cela implique des appareils ayant une très grande dynamique, et une sensibilité meilleure que 10^{-6} , ce qui correspond à l'échelle de nos 10 cm^3 à la détection d'une induction de l'ordre de 10^{-14} T. Le système répondant à ces spécifications est un magnétomètre utilisant l'effet Josephson (dispositif SQUID) spécialement conçu pour le paléomagnétisme et appelé souvent rémanomètre cryogénique. Des systèmes basés sur les nouveaux matériaux supraconducteurs "haute température" et fonctionnant à l'azote liquide sont en cours de développement mais les systèmes à hélium liquide (développés à la fin des années 70) resteront probablement longtemps la norme grâce à des progrès

énormes dans la cryogénie : un plein d'hélium peut durer jusqu'à deux ans. La configuration usuelle d'un tel appareil consiste en un réservoir d'hélium cylindrique d'environ 100 l traversé de part en part par un tube permettant l'insertion, dans la zone de mesure centrale, d'échantillons discrets ou de cylindres continus de 1,5 m de long dans le cas de carottes sédimentaires. Ce tube ou doigt chaud est entouré de trois bobinages supraconducteurs reliés à une jonction Josephson (transformateurs de flux) permettant d'obtenir simultanément les trois composantes du vecteur ARN avec un temps d'acquisition d'une seconde environ. Dans les conditions optimales on peut atteindre la sensibilité recherchée et une précision de 0,1%. Des systèmes basés sur l'induction classique mais amplifiant le signal par une rotation rapide et prolongée de l'échantillon (rémanomètre à rotation) sont aussi largement utilisés car moins coûteux et plus robustes. Leur sensibilité varie de 10^{-5} à 10^{-4} A/m avec une précision de 1% au mieux. Quel que soit le système, le vecteur ARN est calculé à partir de la combinaison de plusieurs mesures successives avec des orientations différentes de l'échantillon ce qui permet d'estimer le bruit et de minimiser les effets du signal de porte échantillon, de la dérive, d'une éventuelle aimantation induite, d'un mauvais centrage du moment de l'échantillon et des erreurs de positionnement.

Une mesure de rémanence implique de s'abstraire de l'aimantation induite, donc du champ magnétique ambiant, en général quelques dizaines de μT . Les dispositifs de mesures doivent pour cela être écrantés au moyen d'un ensemble de bobines de Helmholtz (système à peu près abandonné aujourd'hui) ou d'enveloppes cylindriques en mumétal. L'utilisation de 3 à 5 couches de mumétal de 1 mm d'épaisseur permet d'abaisser le champ jusqu'à quelques nT. L'absence de variations du champ ambiant étant indispensable au fonctionnement des jonctions Josephson, on ajoute aussi un écran supraconducteur. Enfin se développent aussi les chambres amagnétiques, tapissées de tôles d'acier au silicium ou de mumétal permettant de faire l'ensemble des manipulations d'échantillons dans un espace où le champ est de l'ordre de 0,1 à 1 μT , minimisant ainsi les risques d'acquisition d'aimantations parasites.

Nous verrons au § 5.3 pourquoi des techniques de désaimantation par paliers successifs i) de température ou ii) de champ alternatif sont essentielles pour analyser correctement le signal complexe qu'est l'ARN. Dans le cas (i) les échantillons sont portés, grâce à un four amagnétique placé dans des écrans en mumétal, à une température située dans la gamme 100-700°C puis refroidis en champ nul. Dans le deuxième cas (ii) le four est remplacé par une bobine alimentée par un courant alternatif d'abord maximal et correspondant au centre de la bobine au palier de champ choisi (jusqu'à 0,1 T ou 0,3 T selon les dispositifs) puis décroissant régulièrement jusqu'à zéro. Entre chaque palier de valeur croissante, on remesure l'ARN résiduelle.

2.3. MESURES DE SUSCEPTIBILITÉ ET D'ANISOTROPIE

La susceptibilité magnétique que l'on mesure en général est la susceptibilité initiale réversible χ_0 obtenue en champ alternatif faible (< 1 mT) et à température ambiante.

Le choix de ces conditions expérimentales obéit à plusieurs objectifs :

- ♦ rendre la susceptibilité indépendante du champ appliqué pour pouvoir i) comparer des mesures faites dans des champs faibles différents et ii) utiliser pour les matériaux anisotropes la relation tensorielle (2.53) $\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}$ entre \mathbf{M} et \mathbf{H} ;
- ♦ avoir accès, grâce à χ_0 , à l'aimantation induite du sous-sol dans le champ terrestre et donc pouvoir interpréter des anomalies magnétiques (§ 6) ;
- ♦ mesurer facilement χ (temps de mesure typique 2 s) avec la plus grande sensibilité.

Les appareils de mesure (de type pont d'impédance) atteignent une sensibilité de 10^{-5} à 10^{-6} sur le terrain ou en diagraphie (mesure en forage) et de $5 \cdot 10^{-8}$ au laboratoire, les valeurs rencontrées dans la nature évoluant de -10^{-5} à 1. La susceptibilité rapportée est toujours la *susceptibilité apparente* dont la valeur maximale est 3 pour une sphère, d'après l'équation (2.80), $M = \{\chi / [1 + N\chi]\} H_0$, la susceptibilité intrinsèque nécessitant des corrections de forme. Les fréquences utilisées varient de 10^2 à 10^4 Hz, les variations de χ_0 en fonction de la fréquence dans cette gamme étant faibles du fait de la très faible conductivité électrique des minéraux. On observe cependant dans le cas des grains très fins (transition superparamagnétique-mono-domaine) une diminution relative de χ_0 allant jusqu'à 20% pour une augmentation de fréquence d'un facteur 10. On peut aussi déterminer χ_0 en mesurant l'aimantation induite dans un champ faible (par exemple avec un magnétomètre cryogénique), l'aimantation rémanente étant déduite de la mesure après retournement de l'échantillon. Le problème de viscosité limite cependant cette méthode.

Une autre susceptibilité intéressante est celle mesurée en "champ fort" χ_{cf} , c'est-à-dire un champ saturant les minéraux ferromagnétiques. En effet, au-delà du champ de saturation, l'aimantation varie de façon linéaire avec le champ. χ_{cf} est de nature tensorielle et donne accès aux minéraux non ferromagnétiques (la "matrice"), constituant généralement l'essentiel du volume du matériau ; on note $\chi_0 = \chi_f + \chi_{cf}$ où χ_f est la susceptibilité en champ faible des grains ferromagnétiques.

La susceptibilité est anisotrope, et présente un caractère tensoriel : elle est définie par six paramètres indépendants (les trois valeurs propres $\chi_1 \geq \chi_2 \geq \chi_3$ et trois angles donnant l'orientation du trièdre des vecteurs propres. On détermine l'anisotropie de susceptibilité soit en mesurant la susceptibilité dans différentes directions réparties judicieusement, soit en déterminant la différence de susceptibilité dans trois plans de rotation perpendiculaires. Pour cela, on utilise un pendule de torsion ou un système d'induction sous champ alternatif avec échantillon tournant.

2.4. CARACTÉRISATION DES MINÉRAUX MAGNÉTIQUES

Cette caractérisation passe par des mesures d'aimantation induite ou rémanente en fonction de la température et du champ. Les appareils utilisés sont similaires à ceux du magnétisme physique. L'étude du comportement d'aimantations rémanentes artificielles est très fréquemment utilisée pour déterminer les porteurs de l'ARN. Parmi les plus utilisées, on peut citer l'aimantation rémanente isotherme (ARI)

acquise par l'exposition à un champ continu (ou pulsé) pendant un temps court et l'aimantation rémanente anhystérique (ARA) acquise par l'action combinée d'un champ faible continu et d'un champ fort alternatif parallèle au champ continu et décroissant lentement jusqu'à zéro. On utilise pour cela une modification du système de désaimantation par champ alternatif.

Des techniques de caractérisation physique non magnétiques sont aussi utilisées (diffraction des rayons X, spectroscopie Mössbauer, microanalyse, ...) et doivent être adaptées à la faible teneur et à la taille des grains magnétiques, à la présence systématique d'un mélange de nombreuses phases, de solutions solides, etc. Une séparation magnétique et/ou par densité sur poudre peut remédier à ces difficultés.

L'observation de lames minces au microscope optique en transmission ou réflexion demeure un premier pas souvent indispensable pour caractériser les phases minérales des roches, la réflexion étant particulièrement adaptée pour les oxydes et sulfures impliqués dans les propriétés magnétiques. Les phases porteuses étant souvent de taille inférieure à 10 μm , particulièrement dans les sédiments, la microscopie électronique sur extrait magnétique complète avantageusement les méthodes optiques.

2.5. MESURES DE CHAMP

Le champ magnétique naturel est faible et peut être observé dans toutes les gammes de fréquence. Pour la norme du champ continu et ses variations au-dessus de la seconde, on utilise des magnétomètres à résonance nucléaire ou paramagnétique qui allient rapidité et rusticité d'emploi (précision jusqu'à 10^{-5} et sensibilité jusqu'à 0,1 nT. Lorsque ce sont les composantes du vecteur champ qui sont recherchées, l'appareil le plus utilisé est basé sur le principe de la vanne de flux (*flux gate* en anglais) : deux noyaux de matériau doux sont aimantés à saturation, dans les champs magnétiques alternatifs en opposition de phase produits par deux enroulements primaires, tandis qu'un enroulement secondaire mesure le déséquilibre créé par le champ ambiant dans l'axe des noyaux. Pour les champs alternatifs naturels, divers dispositifs d'induction avec ou sans noyau de fer sont utilisés.

3. PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES INTRINSÈQUES DES MATÉRIAUX TERRESTRES

3.1. INTRODUCTION

Les matériaux terrestres, les roches principalement, sont essentiellement constitués de phases cristallisées, les *minéraux* dont les propriétés seront décrites au § 3.2, et beaucoup plus rarement de phases amorphes (verres issus du refroidissement rapide d'un magma silicaté, ou certaines phases formées en présence d'eau et à température ambiante).

Les minéraux se forment à partir du stock d'éléments chimiques naturels, c'est-à-dire 91 éléments différents. La cristallogénie spécifique de chaque élément ou classe d'éléments fait que ceux-ci connaissent une ségrégation en différentes phases. Cependant, chaque phase est le plus souvent une solution solide de divers *pôles* purs impliquant généralement 4 à 10 éléments principaux différents : par exemple, pour la phase $(\text{Ca}, \text{Mg}, \text{Fe})\text{CO}_3$, les pôles purs sont : CaCO_3 , MgCO_3 et FeCO_3 . On trouve en plus, à l'état de traces détectables, plusieurs dizaines d'autres éléments dans le réseau cristallin en substitution des éléments constitutifs normaux ou en inclusions.

Cette complexité des minéraux naturels est tempérée cependant par l'abondance relative des éléments : en pourcentage massique, seuls dix éléments ont une teneur moyenne dans la croûte terrestre $> 0,1\%$, dans l'ordre : O, Si, Al, Fe, Ca, Na, Mg, K, Ti, Mn. A cette liste des éléments dits majeurs, on peut ajouter des éléments légers qui, si leur teneur moyenne est inférieure à $0,1\%$ en masse, interviennent comme "majeurs" dans certaines phases minérales : H, C, S, P, Cl, F. Tous les autres éléments sont à l'état de traces (< 400 ppm) et ne constituent qu'exceptionnellement des phases spécifiques.

Parmi la liste ci-dessus, seulement deux éléments sont "magnétiques" c'est-à-dire susceptibles de porter des spins : Fe et Mn, avec respectivement des teneurs moyennes de 5 et $0,1\%$. La minéralogie magnétique se ramène donc essentiellement à celle du fer et accessoirement du manganèse.

Les autres éléments magnétiques Cr, Ni, Sm, Co, Nd, U, pour ne citer que les plus abondants, montrent des teneurs moyennes de 122, 99, 39, 29, 7 et 3 ppm, respectivement. Ce tableau de l'abondance des éléments dans la croûte terrestre tranche nettement sur l'abondance des éléments dans le système solaire, puisque qu'à l'échelle cosmique, le fer est le métal le plus abondant ($\text{Fe}/\text{Si} = 0,6$) et que, du point de vue magnétique, le nickel vient tout de suite après ($\text{Ni}/\text{Si} = 0,03$). Ceci est dû à la ségrégation de phases par densité opérée au début de l'histoire de la Terre : 86% du Fe et 99% du Ni terrestre sont stockés dans le noyau métallique de la Terre, en dessous de 2900 km de profondeur [9, 10].

On classe les minéraux en fonction de la nature de leurs éléments principaux :

- ◆ les silicates, minéraux formés autour du motif SiO_4 , avec substitution variable de Si par Al ; ces 3 éléments constituant 80% en masse de la croûte terrestre, on comprend que cette classe soit quantitativement essentielle ;
- ◆ les oxydes, associant les métaux à l'oxygène ;
- ◆ les sulfures, associant les métaux au soufre ;
- ◆ les carbonates (motif CO_3), sulfates (SO_4), phosphates (PO_4) et hydroxydes.

Du point de vue du magnétisme des roches, on distingue trois classes de minéraux :

- a. les minéraux diamagnétiques qui ne contiennent pas d'éléments magnétiques et sont donc caractérisés par une susceptibilité négative, par exemple le quartz (SiO_2 cristallisé, $\chi = -14,5 \times 10^{-6}$ SI) et la calcite (CaCO_3 , $\chi = -12,3 \times 10^{-6}$).

- b. les minéraux dits paramagnétiques : ils contiennent du fer (ou du manganèse), mais en quantité insuffisante pour être ordonnés à température ambiante. Indépendante du champ jusqu'à plusieurs Teslas, leur susceptibilité est décrite par l'équation de Curie-Weiss : $\chi = \mathcal{C} / (T - \Theta_p)$. Ces minéraux étant presque toujours des solutions solides, les valeurs de la constante de Curie \mathcal{C} et de la température de Curie paramagnétique Θ_p varient en fonction du taux de substitution.
- c. les minéraux ferromagnétiques au sens large, c'est-à-dire ordonnés à température ambiante, ne se rencontrent que dans les classes des oxydes, sulfures et hydroxydes. On les caractérise par leur température d'ordre (T_C ou T_N), leur susceptibilité en champ faible et leur cycle d'hystérésis : aimantation spontanée M_s et rémanente après saturation M_{rs} , champ coercitif induit H_c et rémanent H_{cr} . Il s'agit d'un ferromagnétisme au sens large, puisque ce terme regroupe le ferromagnétisme vrai (inexistant dans les matériaux terrestres), le ferrimagnétisme et l'antiferromagnétisme associé à un ferromagnétisme parasite. Vu le niveau d'aimantation rémanente détecté et l'absence dans la nature de phases pures et parfaitement cristallisées, les minéraux antiferromagnétiques présentent toujours une aimantation parasite.

Le paragraphe suivant décrit essentiellement la catégorie c) qui intervient dans toutes les applications du magnétisme des roches. On décrira plus succinctement les minéraux paramagnétiques qui interviennent seulement par leur susceptibilité.

3.2. LES DIFFÉRENTS MINÉRAUX MAGNÉTIQUES

Le tableau 24.1 résume les propriétés décrites dans ce chapitre [1, 2]. Comme on s'adresse à des grains fins, les effets de taille vont fortement moduler les propriétés de rémanence, de coercitivité et de susceptibilité. On s'intéressera aux tailles de grains des transitions superparamagnétique-monodomaine (SP-MD) et monodomaine-polydomaine (MD-PD) à température ambiante. Pour des grains allongés de magnétite, ces tailles sont respectivement de 50 et 500 nm. Les autres minéraux montrent des tailles critiques beaucoup plus grandes. Dans le cas des grains de taille légèrement supérieure à la deuxième transition, on s'aperçoit que leurs propriétés de rémanence et de coercitivité les rapprochent plus des MD que des PD, du fait du blocage des parois : on parle alors de pseudo-monodomaine. La transition entre ce type de grain et les PD montrant réellement une bonne mobilité des parois se fait parfois à une taille 10 fois supérieure à la transition MD-PD.

3.2.1. Les oxydes

Dans le système Fe-O, trois phases existent naturellement : Fe_3O_4 (magnétite), $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (maghemite), $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (hématite). On rencontre ces phases à l'état pur ou substituées, la principale substitution du Fe se faisant par Ti, par exemple dans le cas de la titanomagnétite $\text{Fe}_{3-x}\text{Ti}_x\text{O}_4$, avec $x \leq 1$. On observe aussi des substitutions par Al, Mg, Mn, Cr, Ni. La substitution, diluant les ions Fe, va se traduire par une

diminution de T_C et de M_s sans modifier de façon fondamentale les autres propriétés. Pour simplifier, on ne décrira donc ici que les phases pures.

Tableau 24.1 - Caractéristiques de quelques composés naturels ordonnés à température ambiante

Minéral	Formule	Système	M_s (Am^2 / kg)	T_C, T_N ($^\circ\text{C}$)	$\chi_{\text{app.}}$ $\times 10^3$
Fer	Fe	cubique	218	765	3000
Magnétite	$\alpha\text{-Fe}_3\text{O}_4$	cubique	92	580	3000
Titanomagnétite	$\text{Fe}_{2,4}\text{Ti}_{0,6}\text{O}_4$	cubique	25	150	3000
Maghémite	$\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$	cubique	84	675	3000
Hématite	$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$	rhomboédrique	0,2 à 0,5	675	2-50
Titanohématite	$\alpha\text{-Fe}_{1,4}\text{Ti}_{0,6}\text{O}_3$	rhomboédrique	20	110	-
Ferroxyhite	$\delta\text{-FeOOH}$	hexagonal	7 à 20	187	-
Goethite	$\alpha\text{-FeOOH}$	orthorhombique	0,001 à 1	90-120	1-5
Greigite	Fe_3S_4	cubique	31	330	-
Pyrrhotite	Fe_7S_8	monoclinale	17	325	100-300
Pyrrhotite	Fe_9S_{10}	hexagonal	(15 à $T > 200^\circ\text{C}$)	290	1-2

Ces composés sont ferrimagnétiques (sauf le fer métallique) ou antiferromagnétiques à ferromagnétisme faible ou parasite (en italique). Remarque : χ_{app} représente la susceptibilité apparente, c'est-à-dire tenant compte du coefficient de champ démagnétisant ; pour un matériau doux en grains de forme sphérique, ce coefficient vaut $1/N = 3$ (voir chapitre 2).

La magnétite est le minéral magnétique le plus connu car c'est la forme stable du fer pour les faibles pressions partielles d'oxygène et parce qu'il est responsable des plus fortes aimantations rencontrées. De couleur noire, il cristallise dans le système cubique et appartient à la famille des spinelles, déjà traitée au § 6.1 du chapitre 17. Il présente une transition cristallographique dite de Verwey à 118 K.

La maghémite possède le même réseau cristallin ferrimagnétique que la magnétite, avec un remplacement des ions Fe^{2+} par des lacunes. Ce réseau lacunaire est métastable, avec une transformation irréversible en hématite lorsque la température dépasse 350°C . Ce minéral de couleur rouge-orange est relativement rare car il se forme hors équilibre, soit par oxydation ménagée de magnétite, soit par des processus de basse température incluant une influence biologique ou organique. Ses propriétés magnétiques sont similaires à celles de la magnétite.

L'hématite est, avec les hydroxydes décrits plus loin, la forme stable du fer en milieu oxydant. Ce minéral rhomboédrique de couleur rouge sang présente un antiferromagnétisme avec des spins orientés selon l'axe c . Au-dessus de la température de Morin (260 K), un couplage asymétrique dit "de Dzyaloshinskii" fait apparaître une faible aimantation spontanée perpendiculaire à l'axe d'antiferromagnétisme. En dessous de cette température, l'hématite massive ne devrait pas avoir d'aimantation spontanée.

En fait, pour les grains fins, se surajoute au moment intrinsèque perpendiculaire à c , un moment parasite parallèle à c dû à une non-compensation des deux sous-réseaux antiferromagnétiques. Par voie de conséquence, l'aimantation rémanente observée pour les grains fins est peu ou pas réduite en dessous de la température de Morin. L'hématite présente une très forte anisotropie, avec un plan de facile aimantation perpendiculaire à c , et une anisotropie uniaxe et triaxe dans ce plan.

3.2.2. Les sulfures

Les sulfures se forment en surface dans les milieux anaérobies contenant de la matière organique, du fait de l'action de bactéries tirant leur oxygène des ions sulfates, et, en profondeur, sous l'action de fluides hydrothermaux enrichis en H_2S . La majeure partie des gisements métalliques est associée à des sulfures, ce qui explique leur intérêt économique majeur. Les sulfures de fer sont les plus abondants, mais le principal d'entre eux, la pyrite FeS_2 , est non magnétique. En effet, les liaisons covalentes Fe-S sont telles que les électrons sont en état de spin bas. La pyrite ne montre donc pas un paramagnétisme de Langevin, mais seulement un faible paramagnétisme indépendant de la température ($\chi = 10^{-5}$) de type Van Vleck.

Deux sulfures sont ferrimagnétiques : la greigite (Fe_3S_4), qui cristallise dans le système cubique, et la pyrrhotite monoclinique pseudohexagonale (Fe_7S_8). La structure magnétique est, pour le premier, similaire à la structure de la magnétite. Ce minéral est métastable et se transforme à la chauffe vers 300-350°C. Sa température de Curie est supérieure ou égale à cette température de transformation. Pour Fe_7S_8 , le ferrimagnétisme est dû à un ordre des lacunes dans le plan perpendiculaire à c . L'aimantation reste strictement confinée dans ce plan, comme pour l'aimantation intrinsèque de l'hématite, avec une anisotropie biaxiale et triaxiale. Fe_7S_8 présente une température de transition magnétique et électronique à 34 K.

La pyrrhotite hexagonale Fe_9S_{10} est antiferromagnétique (lacunes désordonnées) mais une transition réversible ordre-désordre apparaît à 200°C, ce qui rend ce composé ferrimagnétique jusqu'à un T_C de 290°C. Les sulfures de fer naturels sont souvent un mélange de ces différentes phases (et d'autres encore, non décrites) alternant à l'échelle micronique. Notons que la troïlite FeS , et son équivalent oxygéné, la wustite FeO , n'existent pratiquement pas dans la nature.

3.2.3. Autres minéraux ordonnés

Il existe plusieurs oxyhydroxydes de fer, $FeOOH$, se formant en association avec ou à la place de l'hématite dans les processus de surface. Le principal est le polymorphe α , ou goëthite, qui se déshydrate en hématite vers 350°C. Ce minéral de couleur jaune-orange, orthorhombique, est antiferromagnétique et se présente sous forme de cristallites fibreuses (selon l'axe c d'antiferromagnétisme), de longueur micronique et de largeur de l'ordre de 0,01 μm . Associé à une faible cristallinité et à une abondance de défauts, ceci explique l'existence d'un moment parasite important, même pour des phases synthétiques. Cette aimantation présente une coercitivité extrêmement forte.

Le fer métallique, bien que pratiquement absent des roches terrestres, mérite d'être cité puisqu'il est abondant dans les roches lunaires et les météorites. On mentionnera enfin les alliages de Fe-Ni, abondants dans les météorites et que l'on rencontre aussi dans certaines roches du manteau.

3.2.4. Les minéraux paramagnétiques

La très grande majorité des minéraux sont diamagnétiques ou paramagnétiques à température ambiante. Parmi ces derniers, on peut citer les oxydes pauvres en Fe, Mn ou Cr, par exemple l'ilménite FeTiO_3 ($T_N = 60 \text{ K}$), la sidérite FeCO_3 ($T_N = 35\text{--}40 \text{ K}$), ainsi que tous les silicates ferromagnésiens. Il s'agit, pour les principaux, de l'olivine $(\text{Fe, Mg})_2\text{SiO}_4$, des pyroxènes - silicates en chaînes de formule $(\text{Fe, Mg})\text{SiO}_3$ ou $(\text{Fe, Mg})\text{Ca}(\text{SiO}_3)_2$, des amphiboles voisines des pyroxènes mais hydratées, des phyllosilicates avec une structure en feuillets hydratés (par exemple micas et argiles). Les températures d'ordre sont au plus de 60 K (pôle ferreux de l'olivine) et le plus souvent inférieures à 10 K ; elles varient en fonction de la teneur en Fe et du rapport $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$. Notons que la température de Curie paramagnétique Θ_p est supérieure ou égale à la température d'ordre en valeur absolue, mais peut être négative. Dans de nombreux silicates contenant du fer, la teneur en cet élément est trop faible pour qu'un ordre soit observé jusqu'à 2 K , et l'on trouve une valeur de Θ_p proche de 0 K .

3.3. APPLICATIONS DE LA MINÉRALOGIE MAGNÉTIQUE EN SCIENCES DE LA TERRE

Le fer est un des éléments les plus abondants dans les matériaux naturels, avec différents états d'oxydation et une multitude de formes minéralogiques aux propriétés magnétiques contrastées, qui nous renseignent sur les conditions physico-chimiques de formation du matériau. L'identification et le dosage de ces phases grâce aux mesures magnétiques, ce qu'on appelle la minéralogie magnétique, est donc une technique de choix pour étudier les processus géologiques, grâce en particulier à la sensibilité et la rapidité des mesures : par exemple, une mesure de susceptibilité prend une seconde, sans préparation de l'échantillon, pour une sensibilité équivalente à $0,1 \text{ ppm}$ de magnétite.

Les applications sont très nombreuses et correspondent soit à des transformations minéralogiques du fer, soit à une variation de la teneur en une phase magnétique. Ainsi, on peut déterminer la température atteinte par une roche contenant de la pyrite : au-delà de 400°C , ce minéral se transforme en pyrrhotite, ce qui multiplie par 10^4 la susceptibilité. De même, l'oxydation d'une roche (par infiltration d'eau superficielle par exemple) pourra être décelée par la transformation de la magnétite en hématite.

Dans une séquence de sédiments, on observe souvent une variation de susceptibilité parfaitement corrélée aux cycles climatiques mis en évidence par d'autres moyens (figure 24.1). Ces cycles, maintenant bien connus, se répètent du fait d'un contrôle de l'ensoleillement par les cycles affectant les caractéristiques de l'orbite terrestre avec des

périodes de 97, 40 et 28 ka. On utilise alors les mesures magnétiques (au laboratoire ou *in situ* à l'intérieur d'un forage) pour déterminer ces cycles climatiques et donc dater les différents niveaux sédimentaires. Dans l'exemple présenté – une séquence de dépôts éoliens Quaternaires (< 2 Ma) en Chine – les périodes chaudes correspondent à une augmentation de la susceptibilité par formation de maghémite dans le sol ; lors des ères glaciaires, l'activité biochimique dans le sol est inexistante et il ne se forme pas de maghémite. Sur la figure 24.1, les périodes froides apparaissent en grisé. Dans les sédiments océaniques, on observe au contraire une diminution de la teneur en magnétite (issue de l'érosion des continents) pendant les périodes chaudes, du fait de la dilution de l'apport détritique par les carbonates diamagnétiques : ceux-ci sont en effet synthétisés par le plancton en plus grande abondance que pendant les périodes froides.

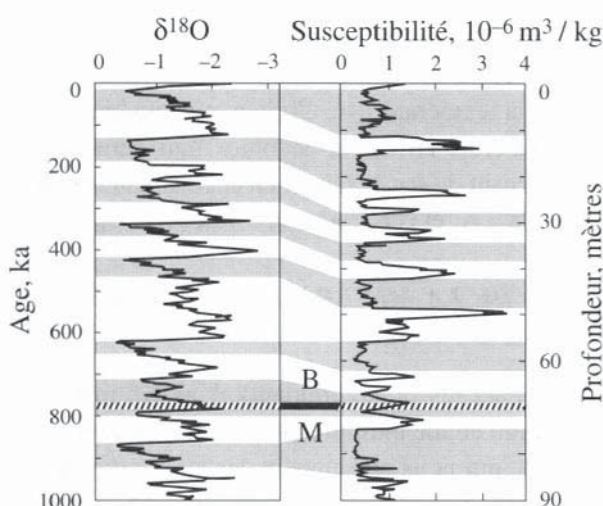


Figure 24.1 - Susceptibilité magnétique en fonction de la profondeur dans la série de less (dépôts éoliens) de Xifeng en Chine

χ (à droite) est corrélée à l'enregistrement des cycles climatiques par le rapport isotopique de l'oxygène exprimé par le paramètre $\delta^{18}\text{O}$ dans le calcaire de micro-organismes marins en fonction du temps (à gauche). B/M correspond à l'enregistrement de la dernière inversion (Brunhes / Matuyama, voir figure 24.10). Les périodes froides sont notées en grisé, et correspondent à un enrichissement en ^{18}O de l'eau de mer où croissent les micro-organismes [3].

Un autre exemple d'application est présenté en figure 24.2 où l'on observe une bonne corrélation entre la rémanence après saturation (M_{rs}) de différents matériaux de surface et leur teneur en Cadmium, un métal très toxique rejeté dans l'environnement par les activités humaines. En fait, la teneur en fer dans ces matériaux varie peu, mais ce fer se retrouve dans des phases peu magnétiques (paramagnétiques ou antiferromagnétiques) dans les particules d'origine naturelle, tandis qu'il apparaît plutôt sous forme de magnétite (liée aux processus de combustion ou à la transformation de matériaux métalliques) dans les apports anthropogéniques eux-mêmes chargés en

métaux lourds. D'autre part, une extraction magnétique permettant de concentrer ces particules de magnétite, concentre aussi les métaux lourds (Cd, Pb, Zn, Cu, ...). On peut donc songer à utiliser la séparation magnétique, déjà largement employée dans la purification des minerais ou le tri des déchets, comme procédé de dépollution d'effluents, de boues ou de sols chargés en métaux lourds [3].

Le rapport Cd/Al est porté en fonction du rapport M_{rs}/Al dans des sédiments préindustriels (■) et actuels (□), dans des poussières atmosphériques (○) et des feuilles de platanes (▲) prélevées dans ou autour de l'étang de Berre. La normalisation à l'aluminium (un élément d'origine naturelle, contenu dans les argiles) permet de s'affranchir de la masse de l'échantillon et de la dilution par la matière organique.

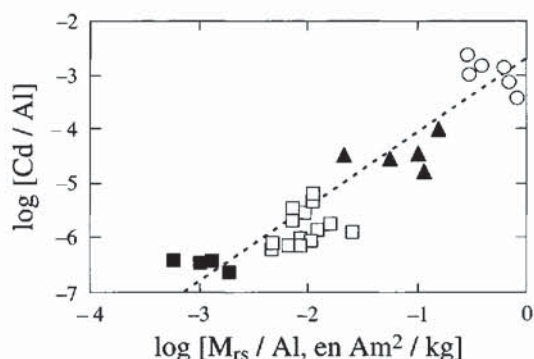


Figure 24.2 - Corrélation entre la rémanence après saturation et la teneur en cadmium

4. ANISOTROPIE MAGNÉTIQUE : APPLICATION À LA DÉTERMINATION DE LA FABRIQUE DES MATÉRIAUX

La détermination de l'orientation préférentielle des cristaux dans les roches, ou pétrofabrique, est une étape essentielle dans l'étude du mode de formation des matériaux naturels et des déformations qu'ils ont subies au cours de leur histoire. La connaissance de la pétrofabrique permet de remonter aux modes d'écoulement, aux déformations et contraintes tectoniques et donc à de nombreux aspects dynamiques des processus géologiques.

La pétrofabrique peut être déterminée visuellement de manière qualitative sur des matériaux fortement orientés, l'utilisation du microscope étant nécessaire pour les matériaux à grains fins. Cette observation permet de définir un plan d'orientation préférentielle (la foliation) et une direction d'alignement (la linéation) des axes de forme ou de réseau des grains. Pour simplifier on peut modéliser la forme des grains par un ellipsoïde, le plus souvent de révolution (grains en "plaquette" ou en "aiguille"). Le réseau cristallin est d'habitude coaxial aux axes de formes. Par exemple les phyllosilicates se présentent sous forme de plaquettes perpendiculaires à l'axe c pseudo-hexagonal. Des modèles rhéologiques permettent de prédire quantitativement la pétrofabrique en fonction de la forme des grains, de la viscosité relative de la matrice qui englobe ces grains, du régime de déformation (coaxial ou rotationnel) et de l'intensité de cette déformation. Foliation, linéation et taux d'orientation préférentielle permettent donc dans certaines conditions de déterminer le plan d'aplatissement

ou d'écoulement, la direction d'étirement ou de cisaillement, ainsi que les taux de déformation.

L'anisotropie de la susceptibilité magnétique en champ faible (ASM) d'un grain sera déterminée par son réseau cristallin, sauf dans le cas des minéraux à forte susceptibilité (du type de la magnétite) où l'effet de forme va dominer. Pour un phyllosilicate l'ellipsoïde de susceptibilité va être aplati de révolution ($\chi_1 = \chi_2$) autour de l'axe c, avec des taux d'anisotropie $P = \chi_1 / \chi_3$ de l'ordre de 1,2 à 1,3. Pour l'hématite ou la pyrrhotite, la relation entre axes cristallographiques et magnétiques est la même, mais avec des valeurs de P pouvant dépasser 100. Enfin pour un grain ellipsoïdal de magnétite de dimension $a > b > c$, l'ellipsoïde de susceptibilité sera pratiquement identique à l'inverse de l'ellipsoïde de champ démagnétisant N dont les axes principaux sont fonctions des rapports a/b et b/c . La mesure de l'ASM d'une roche contenant des minéraux magnétiques anisotropes permettra donc de déterminer l'orientation préférentielle de ces minéraux. La fabrique déterminée est de réseau (et indirectement de forme à travers la relation entre réseau cristallin et forme du grain) sauf dans le cas de la magnétite où l'on détermine directement la fabrique de forme.

L'utilisation de l'ASM a pris un essor important en Sciences de la Terre [4, 5] du fait de ses nombreux avantages par rapport aux autres techniques de pétrofabrique :

- ◆ rapidité puisque la mesure d'un échantillon prend environ cinq minutes, contre plusieurs heures pour les techniques de goniométrie de texture par rayons X ou d'analyse d'image sur lames minces orientées ;
- ◆ représentativité directe en volume alors que les techniques mentionnées ci-dessus s'appliquent en plan, l'extrapolation aux trois dimensions nécessitant certaines hypothèses et la mesure de trois plans perpendiculaires ;
- ◆ indépendance de la taille des grains ;
- ◆ sensibilité permettant de déterminer des pétrofabriques sur des matériaux réputés "isotropes", par exemple les roches magmatiques, les sédiments ou les sols.

Cependant le passage de l'ellipsoïde de susceptibilité à la pétrofabrique nécessite la connaissance dans chaque cas de la nature des minéraux magnétiques présents. L'application quantitative, par exemple la traduction du taux d'anisotropie P en un taux d'aplatissement, est en principe réalisable si l'on dispose du paramètre P des grains magnétiques et d'un modèle rhéologique pertinent. Ces conditions sont rarement remplies et il faut le plus souvent se contenter d'une application semiquantitative à l'intérieur d'une composition minéralogique et d'un mécanisme de déformation homogènes.

La figure 24.3, montrant les résultats de mesures d'ASM dans des roches métamorphiques fortement déformées, illustre ces limitations. Sur la figure 24.3-a sont portées les directions de χ_1 et χ_3 de bancs riches en phyllosilicates. Le plan d'aplatissement horizontal et la ligne d'étirement tectonique E-O sont respectivement perpendiculaire à χ_3 et parallèle à χ_1 , comme on pouvait le prédire connaissant l'ASM des phyllosilicates. Les taux d'anisotropie planaire ($F = \chi_1 / \chi_2$) et linéaire ($L = \chi_2 / \chi_3$) sont

forts avec $L \ll F$, en accord avec l'aplatissement intense subi par ces roches. En revanche les résultats obtenus dans des bancs carbonatés décimétriques intercalés avec les bancs précédents (figure 24.3-b), montrent une relation directionnelle inverse, avec des taux d'anisotropie plus faibles et $L = F$.

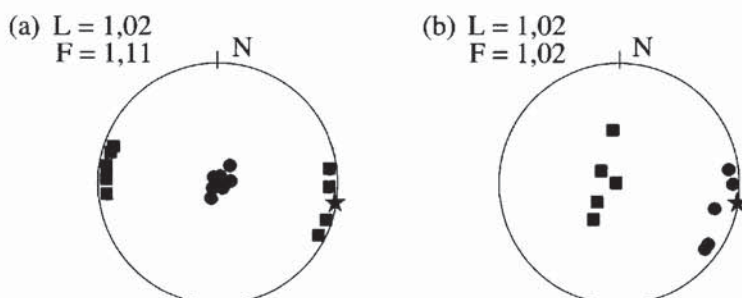


Figure 24.3 - Projections stéréographiques des directions de susceptibilité maximale (χ_1 , carrés) et minimales (χ_3 , cercles) obtenus dans des schistes dauphinois

(a) bancs à phyllosilicates - (b) bancs à carbonates

La projection de la demi-sphère sur le cercle donne le diamètre pour un plan horizontal (ici le plan d'aplatissement), et le centre pour une direction verticale. Etoile : direction d'étirement.

Ceci est dû au fait que, sous l'effet de la déformation intracrystalline, les carbonates ferrifères développent une concentration modérée de leurs axes c parallèles à la direction d'aplatissement. Or l'axe c des carbonates s'avère correspondre à l'axe magnétique χ_1 . La différence d'ASM entre ces deux types de roche, ayant subi pourtant les mêmes conditions tectoniques, s'explique donc par des propriétés magnétiques et un mécanisme de déformation bien différents pour les minéraux porteurs de la susceptibilité.

La figure 24.4 montre l'ASM observée dans un sédiment riche en phyllosilicates déposé en deux jours par une crue de l'Isère à Grenoble.

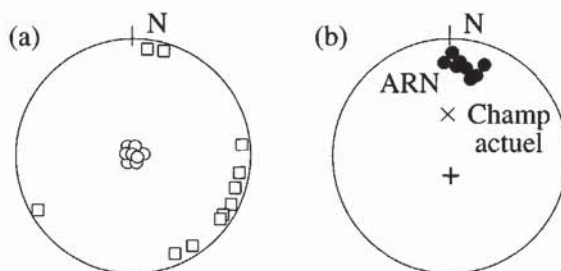


Figure 24.4 - Stéréogrammes des directions mesurées dans un sédiment déposé en 1989 par une crue de l'Isère à Grenoble

(a) Stéréogramme de l'anisotropie de susceptibilité (voir figure 24.3) - (b) stéréogramme de l'aimantation rémanente naturelle. Croix : direction du champ actuel.

Une forte foliation magnétique (plan perpendiculaire à la moyenne des directions de χ_3) horizontale correspond au plan de dépôt du sédiment, tandis que la linéation

magnétique (moyenne des directions de χ_1) s'avère parallèle au courant qui régnait lors du dépôt. La détermination des directions des paléo-courants est ainsi l'une des applications intéressantes de l'ASM.

Un sédiment prélevé par carottage au milieu de l'Océan Pacifique, caractérisé par un taux de dépôt très faible (1 mm/ka), montre une ASM bien différente (figure 24.5, à rapprocher de la figure 24.10, c'est le même site). Les premiers mètres de sédiment apparaissent isotropes (directions de χ_3 aléatoires et taux d'anisotropie $F < 1,002$, tandis que, plus bas, une légère foliation magnétique horizontale apparaît, avec une augmentation progressive de F . Ces observations bien différentes du cas précédent s'expliquent par le fait que la structure de dépôt du sédiment a été complètement détruite par l'action des organismes fouisseurs (bioturbation) qui circulent dans la tranche des 20 premiers cm de sédiments. Cette épaisseur correspond à un laps de temps de 0,2 Ma, largement suffisant pour créer l'isotropie complète observée. Plus bas, la compaction va réduire progressivement la teneur en eau du sédiment et réorienter les grains dans le plan d'aplatissement horizontal, causant l'augmentation progressive de F .

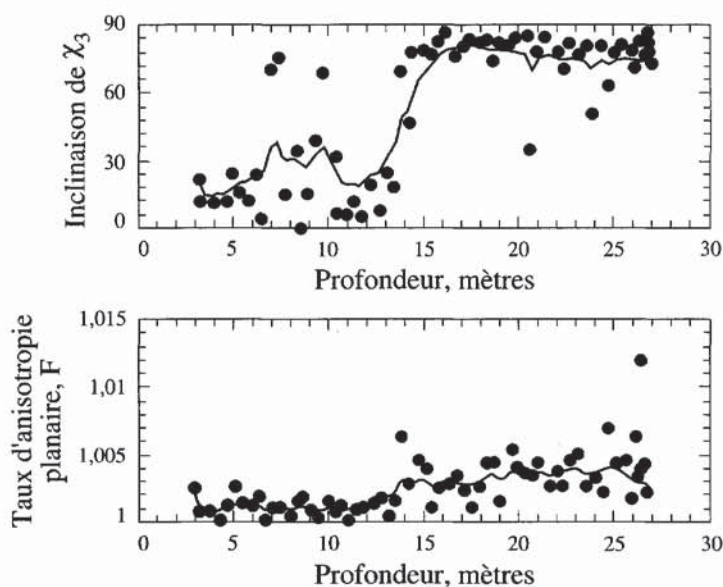


Figure 24.5 - Taux d'anisotropie planaire et inclinaison de l'axe de susceptibilité minimum en fonction de la profondeur sur une carotte de sédiment de l'Océan Indien

L'ASM est une technique de caractérisation de la fabrique de plus en plus utilisée dans de nombreux problèmes géologiques. Pour séparer des contributions à l'anisotropie de susceptibilité en champ faible on peut recourir à l'anisotropie en champ fort, donnant accès à la fabrique des minéraux paramagnétiques, et à l'anisotropie de rémanence, liée seulement aux grains ferromagnétiques.

5. L'AIMANTATION RÉMANENTE NATURELLE

5.1. PRINCIPES DU PALÉOMAGNÉTISME

L'aimantation rémanente naturelle (ARN) d'un matériau cohérent peut donner accès aux champs magnétiques enregistrés par les grains ferromagnétiques au cours de l'histoire de ce matériau [1, 6]. Le paléomagnétisme est basé sur les postulats suivants reliant les vecteurs ARN et champ magnétique terrestre B_T :

- ♦ l'ARN est acquise à un instant connu t_0 de l'histoire de la roche ; s'il s'agit de l'âge de formation de la roche (déterminé par la radiochronologie ou la paléontologie, par exemple) on parle d'ARN primaire ;
- ♦ $ARN = cB_T$ avec c scalaire positif ; autrement dit, l'ARN est parallèle et de même sens que B_T . Cette mesure directionnelle du champ passé peut être complétée par une mesure dite de paléointensité, absolue si l'on est capable de déterminer c en reproduisant au laboratoire le processus d'acquisition de l'ARN, ou relative si l'on est en droit de considérer c comme une constante. Cette constante est fonction du processus d'acquisition de l'aimantation, des propriétés intrinsèques des porteurs de l'aimantation et de la quantité de ces porteurs. Si l'on considère les deux premières conditions comme constantes pour une série de roches, on obtient une paléointensité relative en normalisant l'ARN par la susceptibilité ou une aimantation rémanente artificielle.

Le paléomagnétisme peut donc être utilisé pour déterminer :

- ♦ l'intensité et la direction du champ à l'instant t_0 ($B_T[t_0]$), si la roche n'a pas bougé depuis t_0 ,
- ♦ l'âge de la roche si l'on connaît la fonction $B_T(t)$,
- ♦ le mouvement subi par la roche depuis t_0 connaissant t_0 et la direction de $B_T(t_0)$.

Ces applications seront détaillées dans les § 7 et 9. Nous allons en décrivant les processus d'acquisition de l'ARN (§ 5.2) voir pourquoi et dans quelles conditions les postulats ci-dessus sont valides. Concernant le premier, on s'aperçoit en fait que l'ARN totale est la somme de composantes multiples acquises à différentes époques, en particulier après la formation de la roche (ARN secondaires). On décrira plus loin (§ 5.3) les techniques permettant d'identifier et de séparer ces diverses composantes, et les critères utilisés pour déterminer l'âge de chaque composante. Pour le deuxième postulat, le parallélisme entre ARN et B_T implique un effet d'anisotropie négligeable. On voit que pour le sédiment fortement anisotrope de la figure 24.4 ce n'est pas le cas puisque l'ARN est déviée de 30° vers le plan horizontal de facile aimantation (perpendiculaire à χ_3). La possibilité d'un antiparallélisme des deux vecteurs existe. On parle d'auto-inversion, phénomène prédit par L. Néel, ce processus étant cependant limité au cas de l'ATR acquise par des grains montrant des intercroissances de phases de températures de Curie différentes.

5.2. LES PROCESSUS D'ACQUISITION DE L'ARN

Le champ terrestre (quelques dizaines de μT) est largement inférieur au champ coercitif des grains fins trouvés dans la nature. L'ARN ne peut donc pas être acquise par simple application d'un champ $B_T > B_{cr}$ créant une ARI (voir § 2.4). Une exception existe cependant : la foudre, pouvant engendrer des courants transitoires de l'ordre de 10^4 à 10^6 A, peut réaimanter les roches sur plusieurs mètres carrés, de manière concentrique autour du point d'impact.

Les trois premiers types d'aimantation naturelle que nous décrivons ci-dessous, font appel à la notion de temps de relaxation τ . Pour des grains monodomaines, porteurs d'une forte rémanence, L. Néel a montré que $\tau = c e^{-vK/k_B T}$, avec $c = 10^{-9}$, v le volume du grain et K sa constante d'anisotropie.

Si τ est très grand devant le temps de mesure t_m , le moment du grain est bloqué ; dans le cas contraire, le moment fluctue spontanément entre les différentes directions de facile aimantation. On parle de *superparamagnétisme* (voir le § 2.3 du chapitre 4 et le § 3.1 du chapitre 22).

Pour un grain dans l'état superparamagnétique subissant une variation de température ou de volume, on peut définir une température de blocage T_b en dessous de laquelle son temps de relaxation satisfait la relation $\tau \gg t_m$, ou un volume de blocage v_b au-dessus duquel $\tau \gg t_m$. Pour des grains polydomaines, les notions de temps de relaxation et de température de blocage peuvent être aussi appliquées.

5.2.1. L'aimantation thermorémanente (ATR)

L'aimantation thermorémanente est acquise par refroidissement de la roche dans le champ ambiant. Le moment d'un grain passant en dessous de sa température de blocage ($T_b < T_C$) ayant une probabilité plus forte de se bloquer dans la direction de facile aimantation la plus proche de B_T , une population de grains aléatoirement orientés va acquérir une ATR parallèle et proportionnelle à B_T en champ faible.

Ainsi, pour des grains de magnétite sans interaction, la susceptibilité χ_{TRM} ($\chi_{TRM} = \mu_0 ATR/B$) est comprise entre 1 et 100 (valeur maximale pour les monodomaines). En reproduisant l'acquisition de l'ATR dans un champ connu, on peut obtenir la paléointensité de B_T par la méthode dite de Thellier. L'ATR correspond à l'aimantation primaire des roches magmatiques.

5.2.2. L'aimantation rémanente cristalline (ARC)

L'aimantation rémanente cristalline ou chimique est acquise par croissance d'un grain superparamagnétique au-delà de son volume de blocage v_b à température constante. L'ARC peut correspondre à une aimantation primaire pour une roche dont les grains magnétiques ont cristallisé au moment de sa formation. Par exemple, dans certains sédiments ou dans les sols, des grains d'oxydes ou sulfures magnétiques cristallisent juste en dessous de la surface sous l'action des processus bactériens.

L'ARC peut aussi être secondaire et correspondre à la remobilisation du fer de la roche du fait de changement des conditions physico-chimiques. Ainsi, lorsqu'une roche profonde arrive à la surface par suite de l'érosion, elle se trouve au contact de l'oxygène et de l'eau et la magnétite primaire qu'elle contient peut être remplacée par de l'hématite ou de la goëthite qui porteront une ARC secondaire.

5.2.3. *L'aimantation rémanente visqueuse (ARV)*

Sans changement de température ou de volume, l'effet du temps de relaxation peut permettre d'acquérir une aimantation à l'échelle des temps géologiques (par exemple le dernier Ma). Il s'agit de l'*aimantation rémanente visqueuse*, qui apparaît stable à l'échelle du laboratoire et enregistre la moyenne du champ pendant un temps $< \tau$.

5.2.4. *L'aimantation rémanente de dépôt (ARD)*

Jusqu'à présent les processus d'acquisition de l'ARN décrits se produisent sans mouvement du grain magnétique. Seuls les spins suivent le champ. Dans le cas d'un sédiment, issu du dépôt au fond de l'eau de particules de moment rémanent \mathbf{m} , celles-ci sont libres de tourner sous l'effet du couple $\mathbf{m} \times \mathbf{B}_T$. En arrivant à l'interface eau-sédiment, la particule ferromagnétique va, statistiquement, conserver l'orientation parallèle à \mathbf{B}_T acquise au cours de la chute. Il s'agit de l'*aimantation rémanente de dépôt*, qui est souvent déviée vers le plan horizontal. C'est ce qu'on appelle l'erreur d'inclinaison (figure 24.4). Dans un sédiment très récent, la teneur en eau peut dépasser 60%. La cohésion de l'agrégat de particules est donc très faible et les particules magnétiques peuvent éventuellement se réorienter dans le champ ambiant, particulièrement si une bioturbation se produit, et si la granulométrie est fine. On a alors une aimantation dite post-détritique (ARpD), caractérisant le cas décrit figure 24.5. L'ARpD ne montre pas d'erreur d'inclinaison, en revanche elle induit un décalage temporel par rapport à l'âge du dépôt, correspondant au temps mis pour déposer environ 10 cm de sédiments. Loin des sources d'apports continentaux, cela peut correspondre à plus de 10 ka. Ensuite la compaction va agir, recréant éventuellement une erreur d'inclinaison, puis le sédiment va se cimenter, par dissolution-cristallisation partielle de certaines phases. Cette cimentation peut s'accompagner de l'acquisition d'une ARC. On voit donc que les sédiments, sur lesquels reposent une bonne part des applications du paléomagnétisme, ont des processus d'acquisition de l'ARN multiples et complexes.

5.2.5. *L'aimantation piézorémanente (APR)*

Citons enfin la possibilité pour un matériau d'acquérir une aimantation rémanente sous l'effet des contraintes déviatoriques : c'est l'aimantation piézorémanente. Les contraintes déviatoriques naturelles sont le plus souvent très faibles (quelques dizaines de bars) et l'APR semblerait inexistante dans les roches usuelles. En revanche, on peut en créer une lors du forage de la roche. Cette APR pourrait aussi expliquer les fortes aimantations trouvées dans certaines météorites.

5.3. TECHNIQUES D'ANALYSE DE L'ARN

Le problème central de la séparation et de l'identification (minéral porteur, processus d'acquisition, âge) des différentes composantes de l'ARN est traité grâce aux techniques de désaimantation progressive par chauffage ou application d'un champ alternatif en champ statique nul. Cela permet, en suivant l'évolution du vecteur ARN au fur et à mesure de sa destruction par des températures ou champs alternatifs croissants, de déterminer des directions superposées si celles-ci sont portées par des populations de grains ayant des spectres de température de blocage ou de champ coercitif différents. Lorsque la direction n'évolue plus au cours de la désaimantation on parle d'aimantation "caractéristique" (ARN_c). On s'attend généralement à ce que les aimantations secondaires disparaissent en premier. C'est le cas pour l'ARV puisque T_b ou H_{cr} décroissent avec le temps de relaxation. Cependant l'interprétation correcte de la désaimantation doit être couplée impérativement avec l'identification des minéraux magnétiques. Dans l'exemple d'une aimantation primaire de sédiment (ARD) portée par de la magnétite à laquelle se superpose une aimantation secondaire d'altération (ARC) portée par de la goëthite, le champ alternatif fera d'abord disparaître l'ARD primaire tandis que la température fera disparaître dès 120°C l'ARC secondaire. Dans le cas d'une ARC d'hématite, c'est cette aimantation secondaire qui résistera le mieux au champ et à la température, et l'ARN_c risque donc d'être considérée à tort comme primaire.

Pour évaluer la cohérence des directions d'ARN_c mesurées sur N échantillons provenant d'un même affleurement, on utilise la statistique vectorielle de Fisher. Celle-ci suppose une distribution normale isotrope des mesures autour d'une direction moyenne. Il suffit donc de connaître la probabilité pour qu'une direction donnée se trouve à un angle θ de la moyenne vraie, $p(\theta) = c e^{K \cos \theta} \sin \theta$, avec $c = K/2 \operatorname{sh}(K)$. K est le paramètre de précision : plus K est grand, plus la dispersion des directions est faible. (On notera qu'ici K n'est pas une constante d'anisotropie). La valeur de K sur une population finie de N directions d'ARN_c peut être estimée à partir du vecteur moyen $\mathbf{R} = \sum \mathbf{ARN}_{ci} / |\sum \mathbf{ARN}_{ci}|$. On montre alors que $K = (N - 1) / (N - |\mathbf{R}|)$. Pour représenter l'incertitude sur la direction moyenne \mathbf{R} , on définit un angle de confiance α_{95} , tel que la probabilité pour que la moyenne vraie fasse un angle $< \alpha_{95}$ avec \mathbf{R} soit de 0,95. L'angle $\alpha_{95} = 140 / \sqrt{KN}$ en degrés permet de tracer un cône de confiance, de demi-angle α_{95} , autour de \mathbf{R} (exemple figure 24.6).

Cet angle, qui tend vers 0 quand N tend vers l'infini, est bien inférieur à l'écart-type angulaire de la distribution : $\delta = 81 / \sqrt{K}$. Pratiquement, pour un site de 10 échantillons montrant une ARN_c très bien définie, on atteint des valeurs de K entre 100 et 1 000 et de $\alpha_{95} < 5^\circ$.

L'âge de l'ARN_c peut aussi être déduit de la relation des directions paléomagnétiques avec les phénomènes géologiques. Deux exemples sont présentés en figure 24.6, donnant lieu à un test du caractère primaire de l'aimantation :

- ♦ dans des roches sédimentaires plissées, si l'ARN_c a été acquise antérieurement au plissement on doit retrouver des directions variables selon le basculement des couches. Si l'on remet les couches dans leur position horizontale originelle, les directions d'ARN corrigées doivent se regrouper (figure 24.6-a et -b).
- ♦ dans un assemblage, qu'on appelle un conglomérat, formé de blocs issus de l'érosion d'une roche plus ancienne, si les directions d'ARN_c des blocs sont dispersées c'est que l'ARN acquise au moment de la mise en place a subsisté à l'érosion et au transport des blocs (figure 24.6-c).

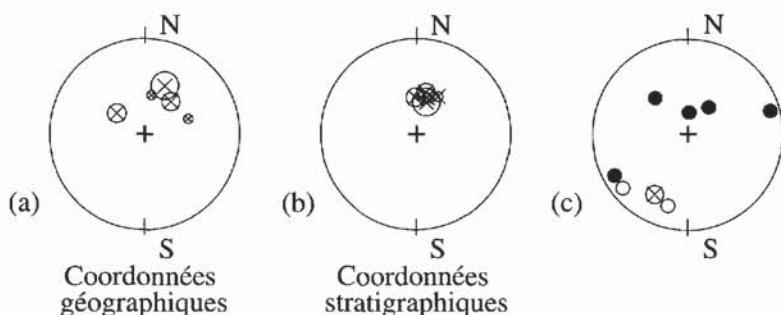


Figure 24.6 - Trois exemples de projection stéréographique d'ARN_c

Test du pli comparant les directions moyennes d'ARN_c (représentées avec leur cercle de confiance de rayon $\alpha 95$) : (a) avant débasculement des couches plissées (coordonnées géographiques) et (b) après (coordonnées stratigraphiques) pour des sédiments calcaires subalpins du Jurassique (190 Ma) - (c) test du conglomérat pour des galets de roches volcaniques du Permien (280 Ma) de l'Estérel, dans un niveau interstratifié entre deux coulées de roches volcaniques. La direction moyenne dans les coulées de la région est indiquée par une croix avec son cercle de confiance. Dans ce stéréogramme sont représentés les deux hémisphères : cercles blancs (noirs) pour des vecteurs pointant vers le haut (bas).

Enfin la cohérence de l'interprétation paléomagnétique peut être confortée par l'accord entre la direction obtenue et celle que l'on peut prédire grâce aux études paléomagnétiques effectuées dans la même région ou le même continent (voir § 7 et 9).

6. LE CHAMP MAGNÉTIQUE TERRESTRE ACTUEL

6.1. GÉNÉRALITÉS

Le champ magnétique ambiant est mesuré en continu dans de nombreux observatoires magnétiques permanents (en France à Chambon-la-Forêt) afin de suivre sa variation temporelle, tandis que des campagnes de mesures satellitaires, aéroportées, en mer ou au sol, permettent de suivre sa variabilité spatiale à toutes les échelles.

L'analyse temporelle passe par un filtrage ou une transformée de Fourier du signal permettant de séparer les différentes fréquences en présence, tandis que l'outil majeur de l'analyse spatiale du champ est la décomposition en harmoniques sphériques.

Cette décomposition, conçue par Gauss, permet à partir des observations réelles de décrire complètement la fonction de potentiel magnétique terrestre \mathcal{V} en coordonnées sphériques où r est la distance au centre de la Terre, θ la colatitude (90° – latitude), et ϕ la longitude, à l'aide d'une suite de fonctions de longueur d'onde décroissante (les harmoniques sphériques) satisfaisant l'équation de Laplace : $\Delta \mathcal{V} = 0$ (soit $\text{rot } \mathbf{B} = 0$). Cette condition implique que la surface de référence n'est traversée par aucun courant. C'est en première approximation le cas pour la surface terrestre. On trouve que le potentiel \mathcal{V} peut s'écrire :

$$\mathcal{V} = \sum_l \sum_m (A_{lm} r^l + B_{lm} r^{-(l+1)}) Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (24.1)$$

où A_{lm} et B_{lm} sont les deux suites de coefficients de la décomposition, mesurant respectivement les sources externes et internes du champ, tandis que Y_{lm} sont les fonctions harmoniques, dérivées des polynômes de Legendre P_{lm} (voir annexe 6).

Les sources externes de champ magnétique sont les courants électriques dans la partie ionisée de l'atmosphère. On montre que si l'on utilise les valeurs moyennes du champ mesuré pendant un an, les termes A_{lm} sont non détectables. Le champ externe n'intervient donc que par ses variations temporelles autour d'une moyenne annuelle nulle (< 1 nT). On simplifie alors la décomposition du potentiel moyen, qui s'exprime en ampères par l'expression suivante où $a = 6371$ km :

$$\mathcal{V} = a/\mu_0 \sum_l \sum_m (a/r)^{l+1} P_{lm}(\cos \theta) (g_{lm} \cos m\phi + h_{lm} \sin m\phi) \quad (24.2)$$

Les sources internes de champ peuvent provenir de l'aimantation des roches, ou des courants électriques internes. Ces courants électriques se situent essentiellement dans le noyau métallique de la Terre, entre 2800 et 6371 km de profondeur, tandis que les roches aimantées se situent à moins de 30 km de profondeur (isotherme de Curie de la magnétite). Ces distances par rapport aux sources font que le champ du noyau ne peut être décelé en surface que jusqu'aux harmoniques d'ordre $l = 8$ (longueur d'onde environ 5000 km), tandis que l'aimantation des roches, variant par nature de manière incohérente en fonction de la distance, n'intervient que pour les harmoniques d'ordre nettement plus élevé [13, 14].

6.2. LE CHAMP DU NOYAU

Les variations avec θ des polynômes de Legendre d'ordre 1, 2, et 3 correspondant aux champs dipolaires, quadrupolaires et octupolaires sont données en annexe (figure A6.2). Le tableau 24.2 donne les coefficients g_{lm} et h_{lm} en μT pour ces termes.

**Tableau 24.2 - Coefficients du développement
en harmoniques sphériques du champ moyen, en μT**

{l, m}	1, 0	1, 1	2, 0	2, 1	2, 2	3, 0	3, 1	3, 2	3, 3
g_{lm}	- 30,0	- 1,95	- 2,04	3,03	1,65	1,29	- 2,15	1,24	0,85
h_{lm}	-	5,63	-	- 2,13	- 0,18	-	- 0,04	0,26	- 0,24

Les champs symétriques par rapport à l'axe de rotation de la Terre, dits zonaux, correspondent aux termes à $m = 0$ et sont uniquement définis par le coefficient g . Le coefficient g_{10} correspond au champ dipolaire axial (selon z , son signe indiquant un dipôle pointant vers le pôle S), tandis que g_{11} et h_{11} donnent les composantes selon x et y du champ dipolaire. On voit donc qu'environ 90% du champ terrestre peut être représenté par un dipôle incliné de 11° ($= \arctg \left[\sqrt{(g_{11}^2 + h_{11}^2)} / g_{10} \right]$) par rapport à l'axe de rotation de la Terre.

Cette inclinaison justifie la notion de pôles géomagnétiques – lieux où le champ est maximum et vertical – distincts des pôles géographiques. On retrouve ces pôles sur les cartes (figure 24.7) de l'intensité et de la déclinaison (D est l'angle entre le Nord géographique et la composante horizontale) du champ moyen à la surface du globe. Les pôles magnétiques apparaissent en déclinaison comme deux points singuliers (D indéfinie car le champ est vertical), correspondant aux maxima d'intensité dans le grand Nord Canadien et vers la Terre Adélie. Il est clair sur ces cartes que le champ n'est pas uniquement dipolaire : les lignes de champ ne sont pas symétriques par rapport à l'équateur magnétique, un troisième maximum d'intensité apparaît en Sibérie, etc. Le tableau 24.2 montre effectivement des termes quadrupolaires et octupolaires de l'ordre de 1 à 10% de g_{10} . Au-delà de l'ordre 3, les coefficients sont tous inférieurs à $1 \mu\text{T}$, mais ne tombent en dessous de $0,1 \mu\text{T}$ qu'à l'ordre 7.

Les mesures précises du champ moyen montrent que celui-ci varie en permanence : les cartes présentées ne sont valables que pour 1990. On observe une variation annuelle des différents coefficients du tableau 24.2 de l'ordre de 10 nT/an . Plus prosaïquement, ce lent déplacement des lignes de champ, ou variation séculaire, s'observe sur la déclinaison : les lignes $D = 0$ sur l'Europe et l'Amérique du Nord dérivent vers l'Ouest d'environ 100 km/an .

L'utilisation précise de la boussole nécessite donc la connaissance de la variation séculaire : par exemple la déclinaison s'annulera à Paris d'ici l'an 2010. Les mesures de direction du champ effectuées à Paris depuis 1650 (figure 24.8) confirment le caractère de cette variation séculaire. Pour décrire les variations temporelles du champ au-delà de ces quelques siècles, il faut faire appel au paléomagnétisme (§ 7).

6.3. VARIATIONS SPATIALES À COURTE LONGUEUR D'ONDE : AIMANTATION DE LA CROÛTE

La différence entre le champ moyen mesuré à la surface de la Terre et le champ du noyau décrit par les harmoniques sphériques ($l < 10$), s'appelle le *champ d'anomalie*. Il est en moyenne nul, mais peut fluctuer jusqu'à $\pm 1 \mu\text{T}$. L'ordre de grandeur de ces anomalies est cependant le plus souvent de 10 à 100 nT. Les fluctuations spatiales du champ de longueur d'onde $< 1000 \text{ km}$ ne peuvent provenir du noyau : elles sont donc dues à des contrastes d'aimantation de la croûte terrestre.

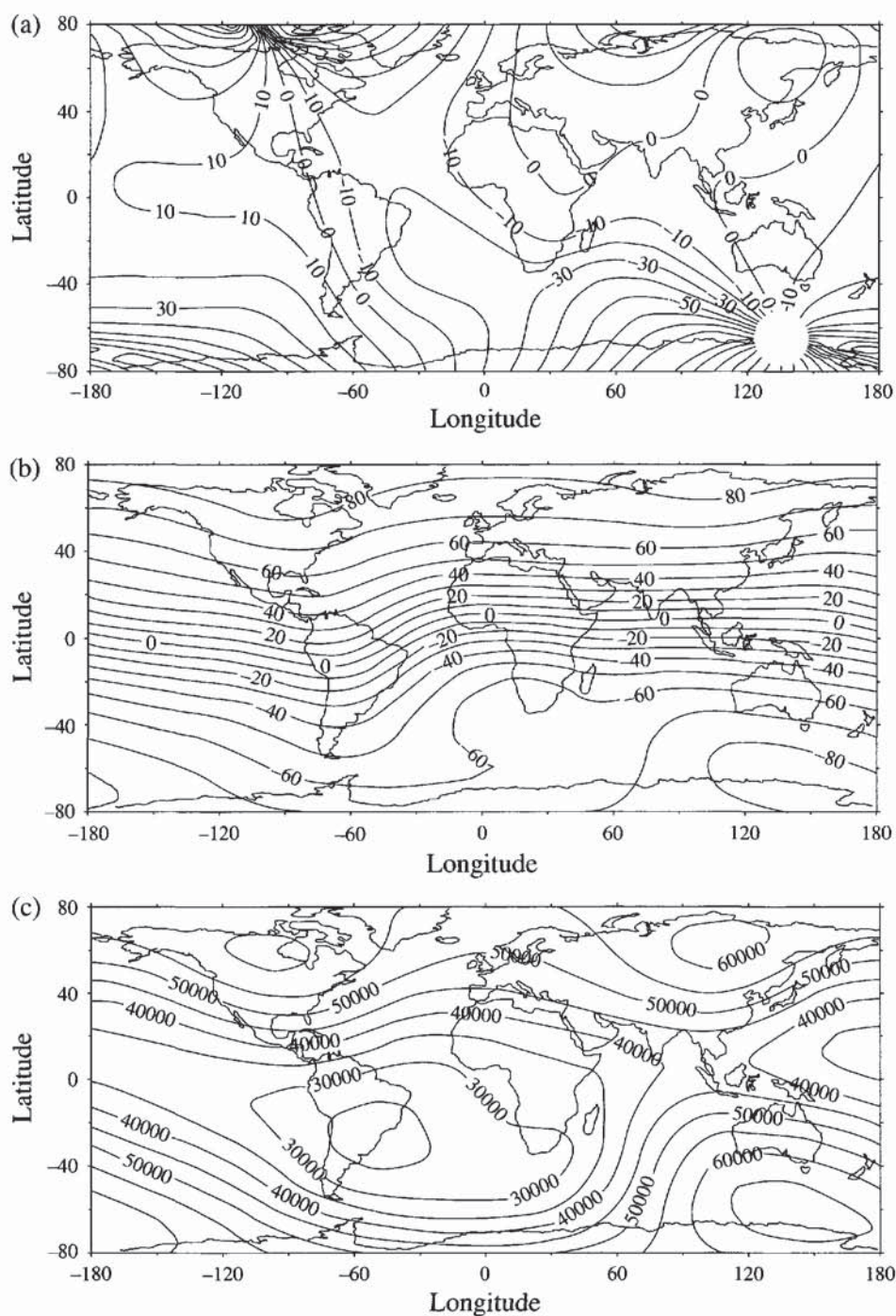


Figure 24.7 - Cartes mondiales de déclinaison, inclinaison et intensité du champ moyen en 1990 [14]

Les lignes d'égale intensité et d'angles égaux sont graduées respectivement en nT et en degrés (positifs vers l'est pour la déclinaison et vers le bas pour l'inclinaison).

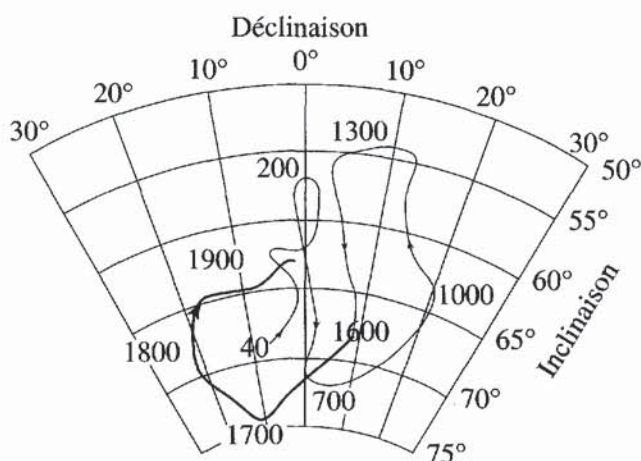


Figure 24.8 - Variation séculaire de la direction du champ moyen à Paris

Stéréogramme, gradué en déclinaison et inclinaison, indiquant l'évolution enregistrée directement depuis 1650 (trait gras), ou déduite des études d'archéomagnétisme (trait fin, voir § 7) entre 40 et 1 600 ans après J.C. [15].

Cette aimantation peut être induite par le champ ambiant. Les contrastes seront alors uniquement liés à la susceptibilité, donc à la teneur en minéraux magnétiques. On utilise ce type d'anomalies pour détecter des contrastes de susceptibilité dans le sous-sol, et découvrir par exemple des gisements métalliques (très souvent associés à de la pyrrhotite ou de la magnétite), ou préciser la profondeur et la géométrie d'un volume d'une roche plus magnétique que les roches environnantes. La sensibilité de cette méthode peut-être évaluée en remarquant qu'un m^3 de magnétite enfoui à 30 m de profondeur crée une anomalie d'amplitude 1 nT, soit un peu plus que le seuil de détection des magnétomètres.

Au-dessus d'une couche de roche de nature homogène, on n'observera pas d'anomalie (χ reste constant), sauf si l'aimantation rémanente varie et est du même ordre de grandeur que χB_T , ou supérieure. Les anomalies peuvent alors permettre une étude paléomagnétique à distance. C'est le cas pour les anomalies enregistrées dans les océans (voir § 7).

6.4. VARIATIONS TEMPORELLES RAPIDES : CHAMP EXTERNE

En dehors du phénomène localisé de la foudre, on ne rencontre une atmosphère ionisée donc conductrice qu'à partir de 50 km et jusqu'à 1 500 km d'altitude. Cette ionosphère subit un chauffage cyclique par le rayonnement solaire, ce qui va conduire à des courants électriques transitoires de période principalement journalière, engendrant un champ d'une amplitude de quelques dizaines de nT [13].

D'autre part le "vent solaire", un flux de particules chargées émis par le Soleil (protons, électrons, noyaux d'hélium) à une vitesse relative à la Terre de l'ordre de

400 km s^{-1} , subit un freinage et une déviation lorsqu'il rencontre les lignes de champ terrestre. Cette rencontre crée une onde de choc supersonique, puis les particules enveloppent la Terre en "peignant" les lignes de champ dipolaire pour former une enveloppe appelée magnétosphère dont la dimension est de plusieurs dizaines de rayons terrestres (figure 24.9). Les lignes de champ dans cette magnétosphère fluctuent du fait de la rotation du dipôle terrestre (incliné sur l'axe de rotation de la Terre), et du fait de la très grande variabilité de l'intensité du vent solaire. Les interactions entre le plasma de particules solaires, le champ de la magnétosphère, et les courants ionosphériques sont productrices de nombreux et très complexes phénomènes électromagnétiques. Le plus marquant est l'orage magnétique, qui se traduit à la surface de la Terre par des variations brutales (échelle de la minute à l'heure) du champ pouvant atteindre $1 \mu\text{T}$. La phase initiale de ce phénomène est engendrée par une bouffée de particules, que l'on peut relier à l'instabilité des taches solaires. Le déplacement consécutif des lignes de champ induit de forts courants ionosphériques, en particulier le long d'une boucle équatoriale, l'électrojet. Les particules émettent par rayonnement synchrotron des ondes électromagnétiques dans une large gamme de fréquences avec une énergie suffisante pour perturber gravement les télécommunications par voies hertziennes. Ces phénomènes sont exacerbés aux basses latitudes, où ces émissions se développent en milieu de journée même sans phénomène d'orage magnétique. Enfin on voit sur la figure 24.9 que les pôles sont des régions privilégiées pour la pénétration des particules solaires dans la basse atmosphère. Les collisions entre ces particules et l'oxygène de l'air produisent une émission de lumière, l'aurore boréale.

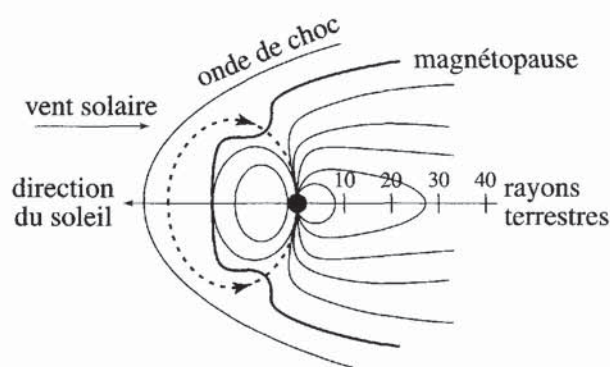


Figure 24.9 - Environnement magnétique de la terre

La magnétopause (trait gras) sépare la magnétosphère (zone d'influence du champ terrestre dont les lignes sont indiquées en traits fins) du milieu conducteur formé par les particules du vent solaire. En pointillés sont indiqués des parcours privilégiés de particules pénétrant dans la magnétosphère.

Les ondes de basse fréquence (1 à 10 000 Hz) ressenties à la surface sont plutôt liées aux décharges de foudre dans les orages atmosphériques. Un réseau d'antennes réceptrices permet de localiser et mesurer l'intensité orageuse dans le cadre des observations météorologiques. Ces ondes sont capables d'induire des courants électriques, dits telluriques, dans la croûte terrestre superficielle dont la résistivité varie entre 10 et $10^4 \Omega \cdot \text{m}$. La détermination de la résistivité en profondeur par l'étude de ces courants s'intitule la méthode magnétotellurique.

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 10^3 - 10^6 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).

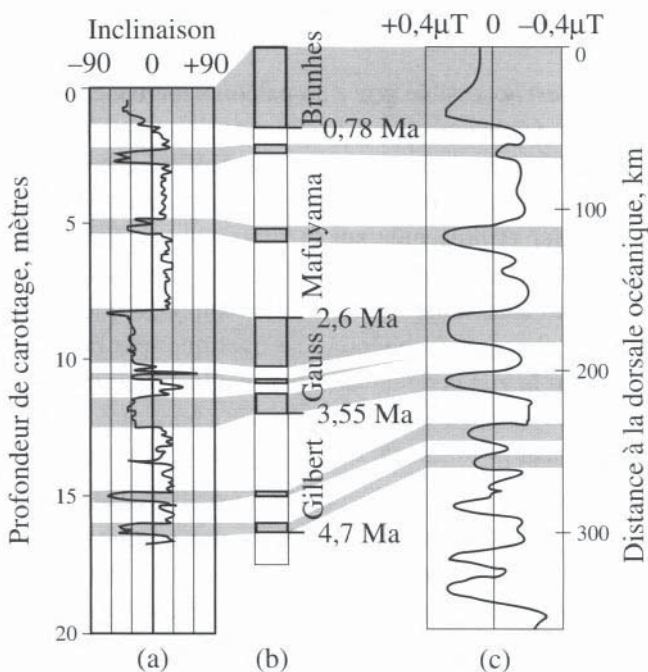


Figure 24.10 - Inversion du champ magnétique terrestre

- (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 grisé 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).

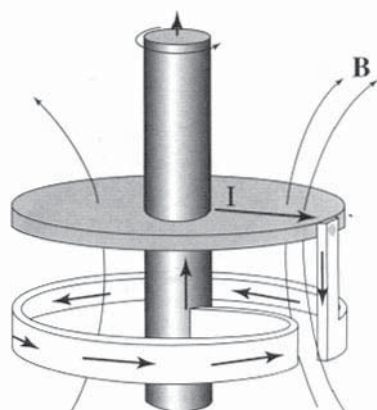
Du point de vue de l'intensité, le champ terrestre fluctue fortement, aussi bien pendant les périodes stables (par exemple g_{10} était 30% plus fort il y a 3 ka) que pendant les excursions ou les inversions (diminution d'un facteur 5 à 10). Ceci, ainsi que les enregistrements d'un même événement en 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 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.

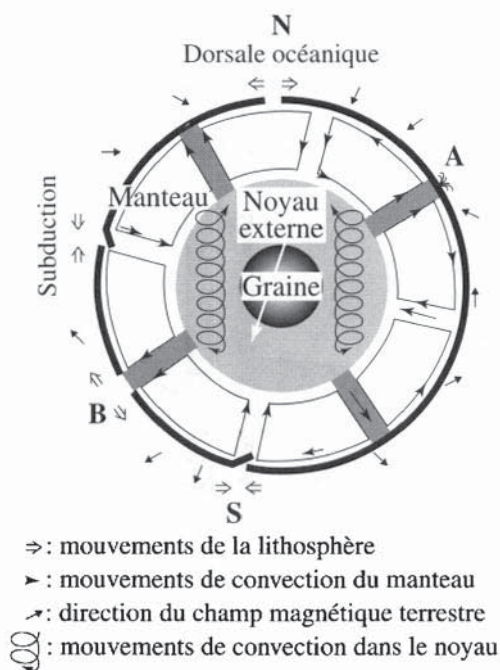
Figure 24.11 - Exemple de dispositif créant un champ auto-entretenu

Un disque conducteur (grisé) tourne dans un champ 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 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.

On peut démontrer que les mouvements de matière requis par la géodynamo doivent avoir une composante de déplacement par rapport à l'axe de rotation de la Terre. Seuls les mouvements de convection thermique peuvent donc alimenter l'effet dynamo, la rotation de la Terre n'intervenant qu'à travers la force de Coriolis qui dévie les mouvements induits par la convection. Une autre démonstration intéressante est qu'un champ parfaitement axisymétrique ne peut se maintenir. L'inclinaison du dipôle est donc une nécessité intrinsèque, la force de Coriolis intervenant pour maintenir cette inclinaison faible. On montre aussi que l'hypothèse dite du "flux gelé", c'est-à-dire que les lignes de champ dans le noyau suivent le déplacement de la matière (sur une courte échelle de temps), correspond bien aux conditions magnétohydrodynamiques qui règnent dans le noyau. Grâce à cette hypothèse, on peut transformer les cartes de variation séculaire en une carte des vitesses à l'interface noyau-manteau. Ces vitesses sont typiquement de l'ordre de 10 km/a et s'organisent selon des logiques zonale et cyclonique, de manière assez analogue à la circulation atmosphérique.



(b) à droite - Résultat d'un modèle numérique de dynamo dans le noyau montrant les lignes de champ à un instant donné. La limite noyau-manteau correspond à la flexure des lignes de champ [9, 10, 14].

(a) à gauche - Coupe de la Terre, montrant schématiquement le type de convection dans le manteau et dans le noyau externe (gris clair) avec des lignes d'écoulement. La lithosphère rigide (en noir) se morcelle en plaques animées de mouvement différents (les mouvements aux frontières de plaques sont représentés par des doubles flèches). Dans la graine est représenté le dipôle virtuel équivalent au champ terrestre observé en surface (flèches simples). Les panaches (gris foncé) peuvent être corrélés (B, cas de l'Islande) ou non (A, cas des points chauds de la Réunion et d'Hawaii) aux dorsales.

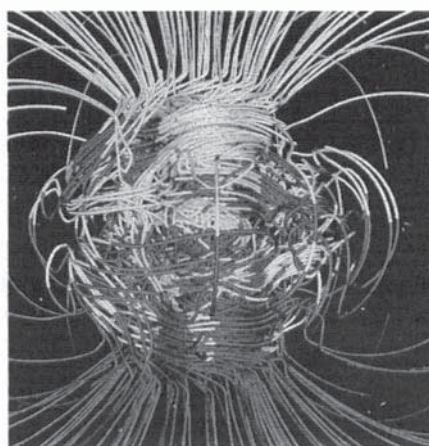


Figure 24.12 - Origine du champ magnétique terrestre

Seule, la modélisation permet d'apporter des informations sur ce qui se passe en dessous de l'interface noyau-manteau. La convection dans le noyau est probablement turbulente mais s'organiserait en colonnes parallèles à l'axe de rotation de la Terre et s'appuyant sur la graine. La graine solide, outre cette contrainte géométrique, apporterait une stabilisation du champ par effet d'induction. Cependant la présence d'une graine n'est pas indispensable au fonctionnement de la géodynamo : on pense qu'elle n'est apparue qu'il y a 1,7 Ga, alors que le paléomagnétisme indique la présence d'un champ terrestre dès 3,5 Ga. On verra aussi que des dynamos existent dans d'autres planètes dont le noyau peut être bien différent de celui de la Terre (§ 10). A titre d'illustration de l'état actuel des recherches dans ce domaine, la figure 24.12-b donne un exemple de lignes de champ instantanées dans et à l'extérieur du noyau calculées par un modèle numérique réaliste de dynamo terrestre convective. La modélisation des inversions du champ est encore balbutiante. Il est intéressant de noter que la fréquence des inversions varie sur le long terme (200 Ma) de manière synchrone avec la vitesse moyenne de dérive des continents, elle-même fonction de la vigueur de la convection thermique dans le manteau. La clé du mécanisme des inversions serait donc probablement liée à des fluctuations dans le transfert d'énergie à l'interface noyau-manteau.

9. APPLICATIONS DU PALÉOMAGNÉTISME

9.1. TECTONIQUE ET DÉRIVE DES CONTINENTS

La constatation du caractère dipolaire axial du champ à long terme (§ 7) est primordiale pour les applications tectoniques du paléomagnétisme puisque, si l'on est capable de faire une moyenne temporelle annulant la variation séculaire, la direction d'ARN_c est parfaitement prévisible : $D = 0$ (autrement dit le vecteur **ARN** pointe vers le pôle géographique) et $I = \arctg(2 \cotg \theta)$ (l'angle d'inclinaison du champ par rapport à l'horizontale est simplement fonction de la colatitude). Le paléomagnétisme peut donc prouver que la formation étudiée a subi une rotation autour d'un axe vertical et/ou un déplacement en latitude, à condition que l'on détermine par d'autres moyens une éventuelle rotation autour d'un axe horizontal. Cela est aisé pour des roches sédimentaires ou des coulées volcaniques où la paléo-horizontale est observable. La paléo-longitude reste en revanche indéterminée.

La méthode usuelle d'interprétation d'une direction d'ARN_c est de calculer la position géographique actuelle du pôle géomagnétique virtuel (PGV) correspondant au pôle indiqué par le couple (D, I) dans l'hypothèse du dipôle axial centré. Pour des roches du même âge prélevées en différents endroits d'un même bloc continental de grande dimension (ayant évolué rigidement depuis cet âge), on s'aperçoit que si D et I varient en fonction de la position géographique actuelle des sites étudiés, ils conduisent tous au même PGV. Ceci confirme que l'hypothèse du dipôle axial centré est aussi valide bien au-delà des derniers Ma cités au § 7.

On observe que plus l'âge des roches augmente et plus le PGV du continent s'écarte du pôle actuel (figure 24.13) à des vitesses de l'ordre de 1 à 10 cm/a. Cette "dérive apparente" pourrait être interprétée comme un déplacement global de la lithosphère par glissement sur les couches profondes déformables : on parle alors de dérive vraie des pôles. Ce phénomène est possible à certaines époques en liaison avec un déséquilibre des masses ou des instabilités orbitales liées aux interactions entre planètes. Une modélisation astronomique à l'échelle du milliard d'années montre cependant que la Lune stabilise l'axe de rotation de la Terre. Une éventuelle dérive vraie ne peut expliquer que les courbes de dérive apparente des pôles de l'Europe et de l'Amérique du Nord divergent très nettement au cours du temps. Si l'on referme l'Atlantique selon le contour des côtes on peut amener en coïncidence ces deux courbes entre 450 Ma et 180 Ma. Ceci prouve que ces deux continents soudés ont dérivé de conserve pendant cette période, pour s'écarter ensuite en formant l'Océan Atlantique actuel.

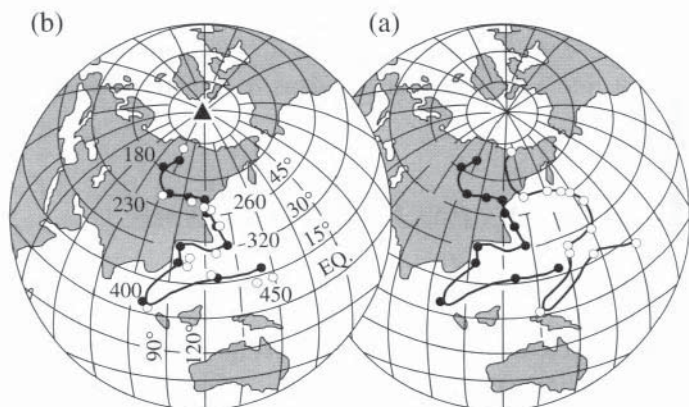


Figure 24.13 - Chemins de dérive apparente des pôles géomagnétiques virtuels [8]

Ces chemins sont donnés en fonction du temps (en Ma) pour l'Amérique du Nord (cercles noirs) et pour l'Eurasie (cercles blancs), dans leur position actuelle (a) ou après fermeture de l'Océan Atlantique par une rotation de 38° autour du pôle de rotation marqué par un triangle (b).

Cette preuve de la dérive des continents, apportée par le paléomagnétisme au milieu des années 50 en opposition avec les thèses "fixistes" de l'époque, a précédé l'acceptation générale de la théorie dite de la tectonique des plaques. C'est seulement au milieu des années 60 qu'elle s'est imposée, en liaison avec l'exploration des dorsales et fosses océaniques (zones d'écartement et de rapprochement des plaques), et l'interprétation des anomalies magnétiques océaniques (figure 24.10).

La détermination des courbes de dérive des PGV pour tous les grands blocs continentiels permet de reconstituer leurs mouvements au cours des temps géologiques. Il suffit pour inverser le déplacement en fonction du temps de ramener le continent dans la position où son PGV se retrouve au pôle actuel. Le mouvement le plus spectaculaire concerne le sous-continent indien, qui, situé à l'est de Madagascar, il y a 80 Ma, s'est détaché du continent africain pour venir emboutir le continent eurasiatique 30 Ma

plus tard, s'accolant au passage à l'île équatoriale qui correspondait au Tibet actuel. Ainsi est née la chaîne himalayenne. Sur son chemin l'Inde est passée au-dessus du "point chaud" actuellement responsable du volcan de la Réunion, ce qui a provoqué la mise en place catastrophique de millions de km³ de magma dans la province du Deccan, au N.O. de l'Inde. Cette mise en place en moins de 1 Ma (voir § 9.2), synchrone de l'extinction des dinosaures, pourrait avoir joué un rôle décisif dans les grands changements climatiques caractérisant la transition Crétacé-Tertiaire, il y a 65 Ma. Ces laves du Deccan montrent une inclinaison normale de -40° identique à l'inclinaison actuelle des laves de la Réunion, démontrant ainsi la stabilité des points chauds au cours du temps, en liaison avec leur ancrage profond dans le manteau sur lequel glissent les plaques (figure 24.12).

Dans les zones déformées le paléomagnétisme permet, par comparaison du PGV obtenu avec le PGV du même âge pour le continent stable, de détecter les rotations et les déplacements en latitude de terrains "exotiques". Ainsi on montre que des parties de la côte californienne viennent d'au-delà de l'équateur : elles ont dérivé comme des îles océaniques sur 5 000 km avant de venir se coller au continent nord-américain. La Méditerranée est aussi une région à l'histoire tectonique très complexe et le paléomagnétisme a apporté des éléments clés à la compréhension de la mosaïque "Mare Nostrum". Par exemple l'Espagne, l'ensemble Corso-Sarde, l'Italie montrent pour des roches d'environ 280 Ma des déclinaisons diminuées respectivement de 40, 60 et 50° par rapports aux déclinaisons de même âge enregistrées plus au Nord dans l'Europe dite stable. Ces rotations antihoraires ont engendré respectivement l'ouverture du golfe de Gascogne et la formation des Pyrénées, l'ouverture du golfe du Lion, la formation des Alpes.

Dans ce chapitre, nous avons considéré le rayon terrestre comme constant. Or certains auteurs ont proposé une dilatation de la Terre pour expliquer l'ouverture des océans et l'allongement de la durée du jour (19 heures seulement il y a un Ga). La cohérence des PGV provenant d'un même grand continent permet d'exclure une variation significative du rayon. On sait aujourd'hui que l'ouverture océanique est compensée par une fermeture équivalente due à la subduction (figure 24.12-a) et que le ralentissement de la rotation de la Terre est dû au transfert de son moment angulaire à la Lune (qui s'éloigne de nous), par effet de marée.

9.2. DATATION

Le champ géomagnétique ressenti en un lieu donné varie dans le temps à plusieurs échelles [16] :

- ◆ 0,1-1 ka pour la variation séculaire,
- ◆ 0,1-10 Ma pour les périodes de polarités normale ou inverse stables séparant deux inversions,
- ◆ 10-100 Ma pour l'effet de la dérive des continents.

Si l'on connaît *a priori* l'évolution de la direction du champ en fonction du temps en un lieu donné, on peut utiliser la mesure paléomagnétique pour dater l'acquisition de l'ARN, c'est-à-dire dater la formation de la roche dans le cas d'une ARN primaire. Ce type de datation, supposant la comparaison à un enregistrement de référence calibré en fonction du temps grâce à d'autres méthodes de datation (isotopique, le plus souvent), implique de préférence que la formation géologique à dater fournisse un laps de temps suffisant pour lever les incertitudes. Ainsi la courbe de variation séculaire de référence pour les deux derniers millénaires en France peut permettre de dater une terre cuite archéologique restée en place (paroi de four, sol de foyer, briques...). Cependant si l'on trouve en un site la direction $D = 2$, $I = 57$, l'âge donné par la méthode est soit 1350, soit 200 après J.-C. (figure 24.8). Cette incertitude est levée par des arguments culturels, ou l'obtention d'une séquence temporelle. Cette datation dite archéomagnétique peut aussi passer par la mesure de la paléo-intensité ce qui permet de l'appliquer à des objets déplacés (poteries, tuiles, ...).

Cette incertitude est encore plus flagrante dans le cas de la polarité : si l'on trouve un site où la polarité est inverse, on peut seulement dire qu'il est plus vieux que 0,78 Ma. En revanche si l'on a une séquence sédimentaire présentant de nombreuses inversions et où l'on possède des points d'ancrage – par exemple on sait que le sommet de la carotte est plus récent que 0,78 Ma – alors la datation, concrétisée par la détermination d'une courbe profondeur-temps, est immédiate (figure 24.10). Cette méthode de datation, dite datation magnétostratigraphique, est un élément essentiel de la datation des séries sédimentaires. Elle est la seule pour les sédiments dépourvus de fossiles caractéristiques et de niveaux volcaniques datables isotopiquement. C'est très souvent le cas pour les dépôts continentaux où sont retrouvés les restes d'hominidés. Le plus vieux représentant du genre *Homo* en Europe (site de l'Atapuerca en Espagne) a ainsi été daté à plus de 0,78 Ma par la magnétostratigraphie. Grâce à la compilation de toutes les études d'anomalies magnétiques et de magnétostratigraphie que l'on a pu corrélérer avec des âges absolus, l'échelle magnétostratigraphique de référence est maintenant connue avec une très grande précision : 0,01 Ma pour les derniers 10 Ma et 0,1 Ma au-delà [7]. On l'utilise pour dater ou évaluer la durée de dépôt de séries sédimentaires ou volcaniques. Par exemple la durée de mise en place des trapps du Deccan (§ 9.1) est évaluée à moins de 1 Ma par cette méthode.

Enfin la troisième échelle de temps, celle de la dérive des continents, permet d'utiliser le PGV obtenu dans un site stable sur un continent donné et de le comparer avec la courbe de référence (figure 24.13) des PGV du continent. Cette méthode, très peu précise, peut être intéressante pour les formations dans lesquelles aucune autre méthode n'est disponible, ou bien être utilisée pour dater l'acquisition de l'ARN. On peut ainsi mettre en évidence des aimantations secondaires passées inaperçues.

Le géomagnétisme intervient indirectement dans la méthode de datation radiochronologique par le carbone 14, très importante pour les périodes plus récentes que 45 ka. En effet, cette méthode détermine l'âge d'une matière organique fossile par la

différence des rapports C^{14}/C^{12} du fossile et de l'atmosphère actuelle, en supposant que ce rapport atmosphérique est resté constant. Ce rapport résulte d'un équilibre entre la désintégration radioactive du C^{14} (demi-vie 5,6 ka) et sa production par collision entre un noyau N^{14} présent dans la haute atmosphère et un neutron lent secondaire dérivé des particules à haute énergie du vent solaire. Le rapport atmosphérique dépend donc directement du flux moyen de particules solaires. Or ce flux est modulé par l'intensité du dipôle terrestre, puisque les particules chargées sont déviées plus ou moins efficacement en fonction de l'épaisseur de la magnétosphère (figure 24.9). La connaissance des variations de l'intensité du dipôle au cours du temps peut-être utilisée pour prédire la correction qu'il faut apporter aux âges C^{14} (issus de l'hypothèse de la constance du rapport atmosphérique) pour obtenir des âges vrais. Une telle prédiction, issue des données paléomagnétiques, apparaît en bon accord avec l'étalement direct des âges C^{14} par la méthode dendrochronologique (comptage des cernes des troncs d'arbres) ou U/Th (figure 24.14).

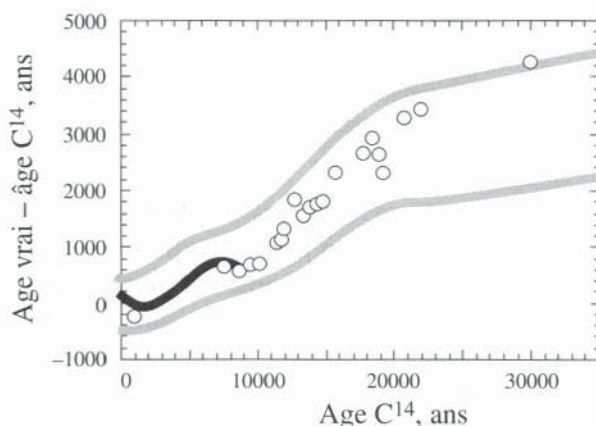


Figure 24.14 - Correction des âges Carbone 14

Cette correction est obtenue directement par le comptage des cernes d'arbres (trait continu épais) et par la datation simultanée de coraux par les méthodes C^{14} et U/Th (cercles), ou indirectement par un modèle calculé à partir des fluctuations de l'intensité du dipôle terrestre déterminée par le paléomagnétisme. Les deux courbes en grisé définissent la marge d'incertitude, d'après [17].

10. MAGNÉTISME EXTRATERRESTRE

Les observations effectuées depuis la Terre ou à l'aide de magnétomètres embarqués sur des satellites permettent de montrer que les phénomènes magnétiques observés pour la Terre se reproduisent sur d'autres planètes. Un champ d'origine interne créé par effet dynamo est supposé exister sur la plupart des planètes ainsi que pour les satellites de Jupiter, Io et Ganymède. L'observation d'une relation logarithmique entre moment magnétique et moment angulaire, tend à prouver qu'une loi d'échelle

extrêmement simplifiée telle que celle de Busse (figure 24.15) semble opérante pour prédire l'ordre de grandeur du moment magnétique des planètes.

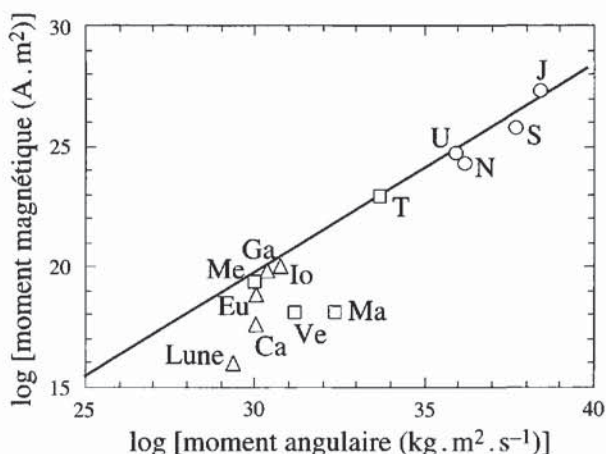


Figure 24.15 - Loi de Busse

Relation logarithmique entre les moments magnétique m et cinétique \mathcal{L} (loi de Busse) des planètes externes géantes (cercle), des planètes internes dites telluriques (carrés), et des lunes de Jupiter et de la Terre (triangle), d'après [18].

Ces moments magnétiques, presque toujours proches de l'axe de rotation de la planète, proviennent d'un effet dynamo par convection thermique dans un noyau conducteur de l'électricité. En ce qui concerne les planètes géantes, le matériau conducteur est probablement une phase métallique haute pression de l'hydrogène, plutôt que du fer-nickel. Le champ magnétique à la surface de Jupiter est 10 fois celui que l'on observe à la surface de la Terre.

En revanche, Vénus, Mars et la Lune montrent des champs très faibles, probablement dus uniquement à une aimantation des roches crustales. L'absence de dynamo dans ces objets peut être interprétée diversement :

- ♦ pour Vénus, de taille comparable à la Terre, la période de rotation très lente (243 j) empêcherait la force de Coriolis de guider la convection comme pour la Terre et donc de construire un champ dipolaire cohérent ;
- ♦ Mars et la Lune, sont beaucoup plus petites que la Terre ; la dimension de leur noyau et le flux de chaleur sortant de ce noyau seraient insuffisants pour initier un effet dynamo. Io et Ganymède, de taille voisine, présentent une source d'énergie supplémentaire : la dissipation de marée.

Le soleil engendre un fort champ dipolaire, avec une intensité en surface de l'ordre de $100 \mu\text{T}$. Le plasma dense qui constitue l'intérieur du soleil et la fusion nucléaire qui s'y produit apportent amplement les conditions nécessaires à l'effet dynamo. Localement des champs allant jusqu'à 100 mT sont observés au niveau des taches solaires, en liaison avec la forte turbulence de la convection solaire.

L'existence de champs beaucoup plus forts est déduite des ondes électromagnétiques émises par d'autres types d'étoiles. Le record est détenu par les étoiles à neutrons avec un champ de l'ordre de 10^8 T qui expliquerait l'effet "pulsar". A l'autre bout de l'échelle le champ interplanétaire est de l'ordre de 1 à 10 nT tandis que le champ interstellaire est estimé à 0,1 nT.

Le paléomagnétisme, qui implique de ramener des échantillons au laboratoire, n'a pu apporter jusqu'à présent de renseignements sur les champs passés que pour la Lune et les météorites [14].

L'observation d'anomalies magnétiques (cas de la Lune et de Mars) permet aussi de détecter la présence de roches aimantées dans un fort champ, aujourd'hui disparu. Les roches lunaires, formées par refroidissement d'un magma il y a plus de 3 Ga, montrent une forte aimantation. S'il s'agit d'une ATR on peut en déduire que ces roches ont été soumises à un champ de l'ordre de 10 à 100 μ T à cette époque alors que le champ ambiant actuel, lié à l'aimantation rémanente crustale, ne dépasse pas 0,3 μ T. La nature thermorémanente de cette ARN peut cependant être mise en doute ; en particulier on pourrait expliquer de fortes aimantations acquises en présence d'un champ ambiant très faible par les impacts de météorites. Le choc produit en effet simultanément une remobilisation des parois des domaines magnétiques par effet de contrainte, et des jets de plasma induisant un champ magnétique. Dans l'hypothèse de la préservation d'une ATR, l'origine d'un fort champ lunaire il y a 4 Ga reste controversée : s'agit-il d'un champ interne lié à une dynamo gelée depuis (comme la similitude entre l'actuelle Io et la Lune passée peut le laisser croire), ou bien d'un champ externe, terrestre ou solaire ? Un fort champ solaire ramènerait à l'hypothèse avancée pour d'autres raisons d'une phase précoce du soleil de type T-Tauri engendrant un vent solaire et un champ magnétique très intenses au tout début de l'histoire du système solaire. Un tel champ, très hypothétique, aurait le mérite de procurer l'impulsion initiale nécessaire au démarrage des dynamos planétaires. La confirmation de l'existence de ce fort champ baignant l'ensemble du système solaire il y a 4,5 Ga peut trouver un commencement de preuve dans la forte ARN trouvée dans certaines météorites. Il est cependant difficile d'exclure que cette aimantation ne soit pas entièrement due aux chocs multiples ayant jalonné la longue histoire de ces vagabonds du système solaire. Des échantillons de Mars, ou bien des forages effectués sur la Lune, sont attendus avec impatience pour progresser dans cette quête des origines !

RÉFÉRENCES

- [1] M. WESTPHAL, Paléomagnétisme et magnétisme des roches (1986) Doin.
- [2] D. DUNLOP, Rock Magnetism (1997) Cambridge Univ. Press.
- [3] B. MAHER, R. THOMPSON (Eds.), Quaternary Climate and Magnetism (1999) Cambridge Univ. Press.
- [4] P. ROCHETTE, M. JACKSON, C. AUBOURG, *Rev. Geophys.* (1992) **30**, 209-226.

- [5] D.H.TARLING, F. HROUDA, The magnetic anisotropy of rocks (1993) Chapman & Hall.
- [6] R. BUTLER, Paleomagnetism (1992) Blackwell.
- [7] N. OPDYKE, J.E.T. CHANNEL, Magnetic Stratigraphy (1996) Academic Press.
- [8] R. VAN DER VOO, Paleomagnetism of the Atlantic Thetys and Iapetus Oceans (1993) Cambridge Univ. Press.
- [9] L. LLIBOUTRY, Géophysique et Géologie (1998) Masson, Paris.
- [10] J.P. POIRIER, Les profondeurs de la Terre (1996) Masson, Paris.
- [11] A. COX, Plate tectonics : How it works (1986) Blackwell.
- [12] W. LOWRIE, Fundamental of Geophysics (1997) Cambridge Univ. Press.
- [13] J.J. DELCOURT, Magnétisme Terrestre - Introduction (1990) Masson, Paris.
- [14] R. MERRILL, M.W.MCELHINNY, P. MCFADDEN, The magnetic field of the Earth (1996) Academic Press.
- [15] E. THELLIER, *Phys. Earth Planet. Inter.* (1981) **24**, 89-132.
- [16] V. COURTILLOT, J.P. VALET, *C.R. Acad. Sci. Paris II* (1995) **320**, 903-922.
- [17] E. BARD, *Science* (1997) **277**, 532-533.
- [18] P. ROCHETTE, *La Recherche* (1998) **308**, 36-39.

CHAPITRE 25

MAGNÉTISME ET SCIENCES DE LA VIE

*La curiosité des magnéticiens s'est portée depuis peu sur les substances magnétiques synthétisées par certains organismes vivants : bactéries, abeilles, pigeons, dauphins, la liste s'allonge au fil des années. C'est là l'un des aspects de la **magnétobiologie** qui étudie aussi l'influence des champs magnétiques sur la croissance des plantes ou le métabolisme animal. Plus généralement, nous évoquerons dans une première partie les propriétés magnétiques de la matière organique, qu'elle soit inerte ou vivante.*

*Au contraire, le terme de **biomagnétisme** est réservé à l'étude des champs magnétiques dynamiques engendrés au sein d'êtres vivants par des mouvements musculaires ou par une activité cérébrale, et recouvre aussi les techniques magnétiques d'exploration du vivant. L'ensemble de celles-ci sera présenté dans la seconde partie de ce chapitre.*

*La **médecine** ne se contente pas d'explorer le vivant, elle intervient aussi in vivo et la troisième partie décrira quelques techniques magnétiques d'intervention sur les êtres vivants.*

1. PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DE LA MATIÈRE ORGANIQUE

1.1. MATÉRIAUX ORGANIQUES INERTES

La matière organique repose sur la *chimie du carbone*, associé à H, O, N, et divers autres éléments. Le carbone à l'état pur est diamagnétique, tout comme l'hydrogène et l'azote, tandis que l'oxygène est antiferromagnétique à très basse température. Des propriétés magnétiques intéressantes ont été observées sur des composés organiques ne comportant que C, H, O et N. Tel est le cas du subérate de Tanol ($C_{13}H_{23}O_2NO$)₂ dont chaque molécule contient deux radicaux libres N-O : un électron est localisé sur chaque liaison N-O et cette substance présente un comportement antiferromagnétique en dessous de 0,38 K, ce qui montre combien sont faibles les interactions magnétiques dans ce cas [1]. Sous une induction de 10 mT seulement, une transition méta-

magnétique se produit et sous 60 mT le matériau est pratiquement saturé avec un moment de l'ordre de $10 \text{ A} \cdot \text{m}^2$ par mole.

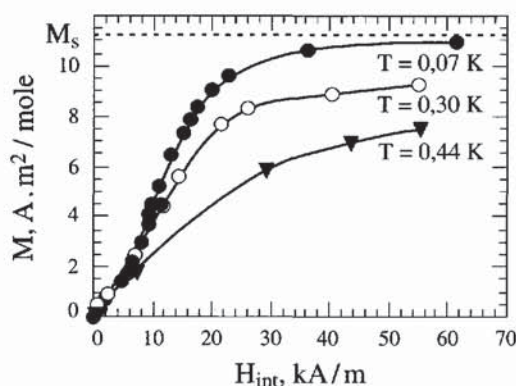


Figure 25.1 - Aimantation de poudre de subérate de Tanol en fonction du champ interne

On notera la forme en S des isothermes mesurées aux températures inférieures à la température critique $T_C = 0,38 \text{ K}$

En 1996, le record mondial de température de Curie pour une substance purement organique, $T_C = 1,46 \text{ K}$, était détenu par la molécule de Dupeyredioxyl de formule $(\text{N},\text{N}'\text{-dioxyl-1,3,5,7-tetramethyl-2,6-diazaadamantane})$ [2], dont le ferromagnétisme provient de deux spins $1/2$ situés sur deux groupes N-O.

Le magnétisme moléculaire, puisque c'est ainsi que l'on désigne cette toute jeune science, s'intéresse donc aux propriétés magnétiques des molécules organiques, et recherche – entre autres – de telles molécules présentant une température d'ordre si possible supérieure à la température ambiante. Les candidats potentiels sont alors à rechercher dans les organo-métalliques où les centres magnétiques sont des atomes de métaux 3d, de fer ou de chrome, par exemple. Il existe une grande variété de molécules organiques plus ou moins complexes qui comportent un ou plusieurs atomes métalliques. Leurs propriétés magnétiques sont parfois intéressantes : par exemple, on connaît depuis déjà une vingtaine d'années le TTF-BDT(Cu) ou tetrathiafulvalene- $\text{CuS}_4\text{C}_4(\text{CF}_3)_4$ qui présente à $1,5 \text{ K}$ une transition notable sous champ magnétique et un moment à saturation approchant les $0,25 \text{ A} \cdot \text{m}^2$ par mole sous 15 teslas [3]. Cette molécule comporte un atome 3d, le cuivre.

Pour en savoir plus sur le magnétisme moléculaire, le lecteur pourra se reporter à l'ouvrage de synthèse qu'Olivier Kahn a publié en 1993 [4], et à un article de revue plus récent qui fait le point sur les matériaux magnétiques moléculaires organiques et organo-métalliques [5].

1.2. MATÉRIAUX ORGANIQUES VIVANTS

Même quand elles sont diamagnétiques, les molécules organiques qui constituent les plantes peuvent parfois présenter une anisotropie magnétique suffisante pour donner lieu à des phénomènes d'orientation sous champ magnétique intense : ainsi, G. Maret a observé dans les années 1980 au Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses (LCMI) de Grenoble que l'orientation des barbuies qui se développent sur un pollen

de lys (à la vitesse de 0,5 mm à l'heure) est distribuée de façon aléatoire en l'absence de champ magnétique, ou sous un champ $\mu_0 H$ inférieur à 3 T. Au contraire, sous 14 teslas, ces barbules sont toutes alignées sur le champ. Ce sont les cycles benzéniques contenus dans la matière qui tendent à s'orienter pour minimiser leur énergie diamagnétique, et qui entraînent avec eux toute la masse des barbules.

1.3. MATÉRIAUX ORGANOMÉTALLIQUES ET BIOLOGIE

Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser au magnétisme des seules molécules organométalliques que l'on peut rencontrer dans les organismes vivants, ou qui peuvent présenter un intérêt thérapeutique : ces molécules comportent presque toujours des atomes de fer, à l'exception de la famille des gastéropodes (escargots) où le nickel remplace le fer.

Le fer est un élément indispensable à la vie par sa présence dans certaines molécules accepteurs d'oxygène ou d'électrons (comme l'hémoglobine). Il est stocké dans l'organisme sous diverses formes organiques ou minérales. Le fer intervient parfois comme accepteur d'électrons dans le métabolisme, expliquant que certaines bactéries soient capables de catalyser la production de grandes quantités de sulfure de fer ou de magnétite extra-cellulaires. Les formes minérales cristallisées peuvent devenir des éléments de structure, magnétite des dents de chitons, goethite de la radula de patelle, oxyhydroxides de certains unicellulaires, ou bien constituer, dans une cellule, des grains ferrimagnétiques monodomaines dont le rôle sera discuté plus loin. Chez un homme adulte normal, on trouve 3 à 4 grammes de fer, dont 60 à 65% sous forme d'hémoglobine, et 25 à 30% sous forme de ferritine, le reste se répartissant en myoglobine (3 à 5%) et en enzymes héminiques à l'état de traces.

Nous nous arrêterons d'abord sur les propriétés de quelques molécules complexes qui comportent des atomes de fer, car leur importance en biologie est capitale.

1.3.1. L'hémoglobine

C'est une hétéroprotéine constituée d'une protéine, la globine, et d'un groupe prosthétique appelé hème qui contient du fer et ne représente que 4% de la masse totale de cette hétéroprotéine. C'est ce groupe qui donne au sang sa couleur rouge à l'état oxydé, et bleuté à l'état réduit. Constituant principal du globule rouge, l'hémoglobine assure le transport de l'oxygène des poumons vers les cellules des tissus. Le fer se présente sous forme bivalente, et il est lié par quatre de ses six valences de coordination aux quatre atomes d'azote des quatre groupes pyrrole de la molécule de protoporphyrine. La faible concentration en fer explique le comportement paramagnétique de cette molécule. Le lecteur désireux d'en savoir plus consultera avec profit une encyclopédie, par exemple l'Encyclopaedia Universalis au chapitre "Fer".

1.3.2. La ferritine et l'hémosidérine

La ferritine et l'hémosidérine sont les deux principales formes de stockage du fer chez les organismes vivants. Le poids moléculaire de la ferritine est de l'ordre de 400 000 à 500 000 et cette molécule contient environ 16% en poids d'azote. Son contenu en fer qui se mesure par son rapport à l'azote (Fe/N) varie notablement selon les conditions physiologiques et peut atteindre 4 500 atomes, soit 26% de son poids, sous forme de fer trivalent (micelles colloïdales d'hydroxyde ferrique et de phosphate de fer). Il s'agit de grains de 7,5 nm de ferri-hydrate ($9\text{Fe}_3\text{O}_4 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$) encapsulés dans une enveloppe sphérique de protéines d'environ 2 nm d'épaisseur. Ces grains comportent environ 4 500 spins couplés antiferromagnétiquement, *avec un léger moment magnétique non compensé* : ils pourraient donc constituer des capteurs de champ magnétique. L'hémosidérine, molécule voisine, est considérée comme une forme dégradée des réserves en fer de l'organisme.

1.3.3. La fibrine

La fibrine est un polymère qui se forme pendant l'étape finale de la coagulation du sang. Jim Torbet a étudié sa polymérisation sous champ magnétique intense : comme dans le cas des pollens de lys cités précédemment, l'anisotropie diamagnétique de cette molécule est suffisante pour permettre une orientation parfaite des fibres à la fin du processus. Cette orientation réalisée au laboratoire Matformag du CNRS a permis d'améliorer notre connaissance de la structure, de l'assemblage et de la destruction (lyse) de la fibrine dans des conditions proches de celles l'état physiologique.

1.4. MINÉRAUX MAGNÉTIQUES ENCAPSULÉS PAR LA MATIÈRE ORGANIQUE

A cette classe de matériaux appartiennent les particules de magnétite synthétisées par certaines algues et bactéries, et les nanoparticules et microsphères encapsulées, naturelles ou synthétiques, qui présentent toutes cette caractéristique d'être des minéraux magnétiques totalement entourés par la matière organique, ce qui fournit des ensembles à la fois notablement magnétiques et éventuellement biocompatibles. Ces matériaux peuvent être utilisés soit en imagerie (on peut localiser les zones où se trouve la matière magnétique), soit comme agents séparateurs dans la purification des biomatériaux, soit encore pour identifier de très faibles quantités d'organismes, de cellules ou de matériel génomique, et enfin dans le traitement des tumeurs malignes.

1.4.1. Algues et bactéries magnétiques

La présence dans des organismes vivants de grains ferrimagnétiques monodomaines, généralement de la magnétite (Fe_3O_4) mais aussi de la greigite (Fe_3S_4), suggère que ces organismes peuvent utiliser de tels grains pour détecter l'orientation et, éventuellement, l'intensité du champ magnétique, grâce au couple que celui-ci impose à un grain d'anisotropie uniaxe. Cette utilisation est indubitable dans le cas des bactéries

magnétotactiques : ces bactéries, découvertes en 1975 par Blakemore [6], présentent une chaîne de grains monodomaines dans l'axe de leur corps, en forme de bâtonnet terminé par un ou deux cils vibratiles qui leur permettent de se propulser dans l'eau.

La figure 25.2 montre une bactérie qui comporte une flagelle à chacune de ses extrémités, tandis que la plupart des autres bactéries ne possèdent qu'une flagelle à une seule extrémité. Toutes ces bactéries s'orientent en permanence parallèlement aux lignes de champ, se maintenant ainsi dans leur milieu de prédilection à l'intérieur des sédiments fins. Dans l'hémisphère Nord, ces bactéries se déplacent vers le pôle nord, tandis que dans l'hémisphère Sud, elles s'orientent vers le sud. Dans les deux cas, en raison de l'inclinaison magnétique, les bactéries sont attirées vers le fond de l'eau, ce qui assure leur survie : en effet, il s'agit d'organismes qui craignent tout excès d'oxygène. Notons qu'une faible proportion de ces bactéries naît désorientée, et disparaît rapidement, mais sauvera l'espèce en cas d'inversion des pôles ! Les bactéries à base de magnétite et à base de greigite n'ont pas les mêmes gènes et se sont donc développées indépendamment. La décomposition et la sédimentation des bactéries à base de greigite pourrait être à l'origine de la greigite minérale.

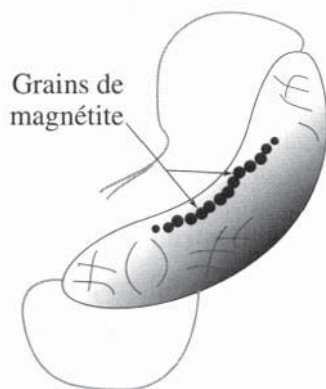


Figure 25.2 - Bactérie
Aquaspirillum magnétotacticum
grossie environ 20 000 fois

1.4.2. Magnétisme animal

La démonstration d'une sensibilité au champ magnétique a été effectuée dans de nombreuses espèces animales habituées à se déplacer avec peu de repères visuels ou sur de grandes distances : insectes volants (l'abeille), oiseaux migrateurs (par exemple, le pigeon), poissons migrateurs ou de pleine eau (saumons, sélaciens), cétacés (dauphins, baleines), reptiles (tortue marine), amphibiens (salamandre), mollusques (limace de mer), arthropodes (langouste) ... Cependant, leur dispositif de détection n'est pas forcément basé sur l'intégration dans un organe sensoriel d'un moment magnétique tel celui des bactéries. En effet, un système concurrent, basé sur le courant induit dans une boucle conductrice se déplaçant dans le champ, est envisageable. Cette hypothèse a été démontrée sur des sélaciens, par ailleurs sensibles au champ électrique, qui ne peuvent retrouver une direction qu'après avoir tourné en rond plusieurs fois, induisant ainsi dans leur "circuit" électrique un courant, variable suivant son orientation par rapport au champ magnétique. La conjonction de la démonstration d'une sensibilité au champ magnétique et de la présence d'amas de magnétite localisés dans le pigeon, l'abeille, le saumon ou le dauphin, est donc une forte présomption, mais pas une preuve, de l'intégration de cette magnétite dans un organe magnétométrique. Pour de plus amples renseignements sur l'orientation magnétique des espèces animales, on pourra consulter la référence [7].

1.4.3. Microsphères encapsulées

Ferritine

Nous avons déjà rencontré au § 1.3.2 cette substance essentielle à la vie des organismes supérieurs. Ces particules se rencontrent à l'état naturel dans toutes sortes d'organismes, et en particulier dans les bactéries *Escherichia coli* et *Azotobacter*, et l'on sait maintenant les synthétiser ; elles intéressent à la fois les médecins, car elles constituent un matériel de choix pour les applications, et les physiciens, qui y ont recherché un effet tunnel quantique macroscopique [8].

Ferrite Dextran

Il s'agit là de microsphères d'oxyde de fer magnétique colloïdal, enrobées dans du dextran. Elles présentent des moments magnétiques spécifiques notables, allant de 16 à 48 A.m²/kg, et des champs à saturation de 20 à 60 mT. Les grains font de 3 à 15 nm de diamètre, sont monodomaines et présentent un comportement superparamagnétique. L'ensemble est biocompatible et présente une très basse toxicité. Les propriétés de surface de ces particules sont déterminantes pour leur aptitude à se disséminer dans les organismes vivants. Nous verrons au § 3.6 l'utilisation que l'on peut faire de ce type de matériaux en médecine.

1.5. LA SENSIBILITÉ DE L'HOMME AUX CHAMPS MAGNÉTIQUES

Le professeur Yves Rocard a mené une étude scientifique sur les sourciers et a conclu à un effet magnétique sur certains sujets particulièrement sensibles [9]. On peut estimer les champs magnétiques qui seraient mis en jeu dans ce type de phénomènes à $B_0 = 10^{-9}$ T. Évaluons l'énergie mise en jeu en ne considérant que la contribution des molécules de ferritine : une molécule de ferritine comporte environ 4 500 ions Fe^{3+} couplés antiferromagnétiquement avec un défaut de compensation que l'on peut estimer à 1% des sites ; sous un tel champ, l'énergie potentielle mB est donc l'énergie d'un moment magnétique m de $0,02 \cdot 10^{-19}$ A.m² soumis à B_0 , soit $2 \cdot 10^{-30}$ J. Si l'on compare cette énergie à l'énergie associée au seuil de sensibilité de l'œil soit environ 10^{-17} J, on voit que l'homme ne sera théoriquement capable de détecter un tel niveau de signal que si un très grand nombre ($N > 10^{13}$) de molécules porteuses de moment magnétique réagissent collectivement à ce champ magnétique. Or on compte environ $2 \cdot 10^{18}$ molécules de ferritine dans le corps humain. Si l'on considère que la totalité de ces molécules entrent en jeu, une telle énergie magnétique devient tout à fait détectable, mais par quel mécanisme ? Le champ magnétique terrestre correspond à un signal très largement supérieur et cependant, aucune expérience réellement probante n'a montré l'existence d'un magnétotropisme chez l'être humain. Ce sujet reste donc très controversé à ce jour.

La découverte récente de tissus particuliers ou de lignées de globules blancs enrichis en magnétite, est probablement plus à mettre en rapport avec le métabolisme du fer,

en liaison avec une éventuelle différenciation pathologique. *Cette présence devrait inciter à la prudence devant les affirmations actuelles de l'innocuité de l'exposition à de forts champs ou gradients de champ lors des imageries par RMN. Les cellules chargées en magnétite pourraient, en théorie, subir des lésions lors de ces expositions.*

En revanche, la sensibilité des cellules vivantes aux champs magnétiques *variables* a été abondamment prouvée, mais il s'agit là d'effets liés à la fréquence, plutôt qu'à l'intensité du champ.

2. TECHNIQUES MAGNÉTIQUES D'EXPLORATION DU VIVANT

Très souvent non invasives, c'est-à-dire totalement indolores, les méthodes magnétiques d'examen clinique sont en plein développement à l'heure actuelle : l'électromyographie par exemple, qui consiste à enfoncer une aiguille dans un muscle de la main et à relever les potentiels électriques associés au travail de ce muscle, sera avantageusement remplacée par la technique de magnétomyographie qui relèvera à distance le champ magnétique associé au signal électrique dont nous venons de parler, mais sans douleur pour le patient ! Sans être exhaustive, la liste des techniques magnétiques qui vont être décrites ou rappelées dans ces lignes montre bien la diversité des approches : nous aborderons successivement :

- ◆ les méthodes de résonance (IRM),
- ◆ la détection des champs magnétiques émis par les tissus vivants,
- ◆ les techniques de marqueurs magnétiques,
- ◆ les capteurs magnétiques.

2.1. LES MÉTHODES DE RÉSONANCE

L'IRM (imagerie par résonance magnétique) a fait l'objet d'un chapitre à part en raison de son importance (voir chapitre 23), et nous noterons seulement que cette technique soumet le patient à des champs magnétiques statiques assez intenses dont l'innocuité au niveau des cellules semblait acquise mais est à nouveau controversée (voir le § 1.5 de ce chapitre).

2.2. LA DÉTECTION DES CHAMPS MAGNÉTIQUES ÉMIS PAR LES TISSUS VIVANTS

Les fonctions biologiques associées au travail musculaire ou à l'influx nerveux mettent en jeu une cascade de transformations chimiques, polarisations et dépolari-sations électriques en chaîne, qui se traduisent par des pics d'activité électrique détectables au moyen de voltmètres adaptés (électromyographie, électroencéphalographie).

Cette activité électrique engendre des champs magnétiques, variables aux mêmes fréquences relativement basses : les potentiels électriques en question (allant typiquement du μV au mV), sont en effet étroitement corrélés à des champs magnétiques associés, variant dans le même temps de $2 \cdot 10^{-14}$ à $2 \cdot 10^{-11}$ T, ainsi que l'ont montré Williamson et Kaufman dans un article de revue déjà ancien mais remarquable [10] consacré au biomagnétisme.

La détection et la mesure de champs magnétiques aussi faibles nécessite des magnétomètres de très haute sensibilité (SQUID), et bien protégés contre tous les parasites extérieurs, qui produisent couramment des champs bien supérieurs. Le champ magnétique terrestre présente actuellement une valeur moyenne de $70 \mu\text{T}$ ($7 \cdot 10^{-5}$ T), supérieure par six ordres de grandeur au champ biomagnétique le plus intense, associé à l'activité du cœur (magnétocardiographie ou MCG).

La limite ultime de sensibilité des magnétomètres va dépendre de leur "signal équivalent de bruit", S_B , qui est universellement exprimé en T^2 / Hz . Le champ magnétique équivalent au bruit, et mesuré pour une largeur de bande ΔF sera alors donné par $(S_B \Delta F)^{1/2}$, et $(S_B)^{1/2}$ qui s'exprimera en Tesla / (Herz) $^{1/2}$ sera donc le champ équivalent de bruit pour $\Delta F = 1 \text{ Hz}$.

Une étude datant des années 1980 [10] compare la sensibilité de différents magnétomètres à 10 Hz : $3 \cdot 10^{-11}$ T pour un *fluxgate* commercial, $2 \cdot 10^{-12}$ T pour un fluxgate de laboratoire (NASA), $3 \cdot 10^{-13}$ T pour une bobine d'induction à noyau de ferrite, $8 \cdot 10^{-14}$ T pour un système à SQUID en milieu urbain, $8 \cdot 10^{-15}$ T pour un SQUID sous blindage magnétique et $6 \cdot 10^{-15}$ T pour un SQUID éloigné de toute perturbation urbaine. Les publications actuelles ne semblent pas avoir surpassé les performances annoncées alors. On observe expérimentalement une décroissance en $1/f$ du bruit aux basses fréquences, jusqu'à rencontrer le bruit Johnson. Le bruit qui limite expérimentalement les meilleurs magnétomètres à ce jour semble provenir des champs magnétiques engendrés par l'agitation thermique des électrons dans les conducteurs situés à proximité du SQUID, enveloppes de cryostats et superisolants principalement, mais aussi dans le blindage même des salles d'expérience. La limite inférieure du $(S_B)^{1/2}$ semble être pratiquement quelques $10^{-15} \text{ T}/(\text{Hz})^{1/2}$. En effet, le bruit magnétique d'origine thermique émis par le corps humain est encore 10 fois plus faible, mais le bruit causé par le système de mesure ne permettra jamais d'atteindre cette sensibilité ultime de $10^{-16} \text{ T}/(\text{Hz})^{1/2}$ [11].

De plus, il peut arriver que certaines parties du corps humain rayonnent des champs magnétiques supérieurs par plusieurs ordres de grandeur à cette limite : il peut s'agir en particulier du champ rayonné par les poussières magnétiques présentes dans les poumons de certains travailleurs (soudeurs à l'arc) et aimantées par action de champs magnétiques extérieurs. Sans blindage magnétique, la sensibilité est moins bonne, mais peut déjà être suffisante pour permettre des mesures de magnétocardiographie ; afin de s'affranchir au premier ordre des parasites extérieurs, de nombreux magnétomètres fonctionnent sur le principe des gradiomètres : deux boucles placées à

quelques centimètres l'une de l'autre sont montées en opposition. Ainsi, tous les parasites provenant de sources éloignées sont éliminés, tandis que seul subsiste le signal différentiel lié au sujet qui est situé plus près d'une boucle que de la seconde. Des systèmes de réfrigération d'hélium en circuit fermé permettent de réaliser des appareillages beaucoup moins lourds et même transportables. Ainsi, il est désormais possible d'examiner par MCG le rythme cardiaque d'un fœtus âgé de six mois.

2.3. LES TECHNIQUES DE MARQUAGE MAGNÉTIQUE

Ces techniques peuvent être appliquées soit à l'échelle macroscopique (par exemple, pour mesurer la vitesse de transit gastro-intestinal du bol alimentaire chargé en boues magnétiques), soit à l'échelle microscopique pour suivre une division cellulaire ou encore mesurer la concentration d'un médicament dans le sang par exemple. Dans le premier cas, un magnétomètre portable localisera les zones présentant un fort magnétisme. En revanche, dans le second cas, ce seront des analyses beaucoup plus fines de susceptibilité magnétique d'un échantillon prélevé de l'organisme (prise de sang) qui devront être effectuées, ou encore une détection par SQUID sous faible champ magnétique du magnétisme induit de microsphères magnétiques. Lorsqu'une bactérie est marquée, il est possible de la séparer des autres cellules non marquées, en lui appliquant un gradient de champ magnétique : c'est la technique de *séparation magnétique* ou *magnétotaxie* qui est apparue dans les années 1975. Aujourd'hui, le marquage et la séparation magnétique permettent une détection de la bactérie de la tuberculose plus fiable, simple et rapide que par les méthodes traditionnelles [12].

2.4. LES CAPTEURS MAGNÉTIQUES

Le développement prévisible de microcapteurs va permettre de mesurer *in situ* toutes sortes de grandeurs physiques. Des capteurs de contraintes ou de pression pourront ainsi mettre à profit les effets magnétoélastiques. Un exemple pourrait être la mesure de la pression de l'œil, destinée à dépister un éventuel risque de glaucome. Cette mesure aurait intérêt à se dérouler sur tout le cycle nyctéméral (24 heures d'affilée) ce qui est impossible à l'heure actuelle en raison du caractère invasif des techniques employées et du volume de l'appareillage. Une miniaturisation de cette mesure passerait par un microsystème comportant un microactionneur magnétostrictif agissant à intervalles de temps réguliers sur la cornée, un microcapteur de déformation et un microprocesseur capable de transmettre l'information à un récepteur situé à proximité du patient. Toute l'énergie nécessaire serait transmise par induction et le signal serait également reçu à distance : l'ensemble pourrait tenir dans une lentille cornéenne et donc être supporté 24 heures durant. L'intérêt des capteurs magnétiques réside bien évidemment dans cette propriété essentielle de pouvoir être lus à distance, sans aucun fil de connexion, et l'on s'attend à des développements importants dans ce domaine plein d'avenir.

3. TECHNIQUES MAGNÉTIQUES D'INTERVENTION IN VIVO

Ici, il ne s'agit plus d'examiner le patient, mais d'intervenir pour soigner. Ce domaine aussi est en pleine évolution et son champ d'applications ne cesse de s'étendre. Un excellent article de revue traite de l'instrumentation assistée par moyens magnétiques en recherche médicale [13]. Nous ne décrirons que quelques applications typiques, en partant du macroscopique pour aller vers les aspects plus microscopiques.

3.1. VALVE CARDIAQUE

Le cœur est composé de quatre cavités (deux oreillettes et deux ventricules) et de quatre valves ouvrant un passage entre oreillette et ventricule ou entre ventricule et artère. Le rôle essentiel des valves est d'assurer dans le cœur un écoulement sanguin unidirectionnel.

Lorsqu'une valve cardiaque naturelle est déficiente et ne peut être réparée par le chirurgien, il est nécessaire de la remplacer par une prothèse valvulaire (120 000 implantations/an dans le monde, 1/3 de valves dites biologiques et 2/3 de valves dites mécaniques). Les prothèses valvulaires mécaniques classiques sont en général constituées d'un anneau circulaire (le siège) à l'intérieur duquel des volets pivotent autour de charnières. Ouverts, ces volets laissent passer le flux sanguin ; fermés, ils empêchent le sang de refluer. Les mouvements d'ouverture et de fermeture de ces clapets sont guidés par la poussée exercée respectivement par le flux et le reflux du sang. *Ce mode de fonctionnement est fondamentalement différent de celui des valves naturelles.* En effet, pour la valve mitrale, des cordages fixés à l'extrémité des feuillets de la valve et à la paroi ventriculaire tirent sur ces feuillets pour les ouvrir, et l'action combinée d'un gradient de pression auriculo-ventriculaire adverse et de tourbillons post-valvulaires provoque la fermeture sans reflux de ces feuillets. Contrairement aux valves naturelles, l'énergie nécessaire aux déplacements des volets des prothèses mécaniques est prise sur l'énergie totale du flux sanguin à chaque pulsation. Il en résulte *un travail supplémentaire et donc une fatigue inutile du cœur* pour maintenir un débit identique.

Pour palier à cet inconvénient, le professeur Carpentier (Hôpital Broussais, Paris), a imaginé une prothèse *active* dont les volets sont actionnés en partie par des forces magnétiques. Des aimants samarium-cobalt sont inclus dans les volets et le siège de manière à produire un couple d'ouverture sur les volets fermés et un couple de fermeture sur les volets ouverts. Ainsi, l'énergie utilisée pour ouvrir et fermer les volets de cette prothèse est magnétique. Toute l'astuce de ce procédé réside dans le bon équilibrage des couples magnétiques d'ouverture et de fermeture créés par les aimants fixes du siège sur les aimants mobiles (car solidaires) des volets. L'ajustement des couples magnétiques d'ouverture et de fermeture est effectué expérimentalement *in vitro* sur un simulateur cardio-vasculaire, fruit des recherches du Laboratoire de Biomécanique Cardio-vasculaire de l'Ecole Supérieure de Mécanique

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).

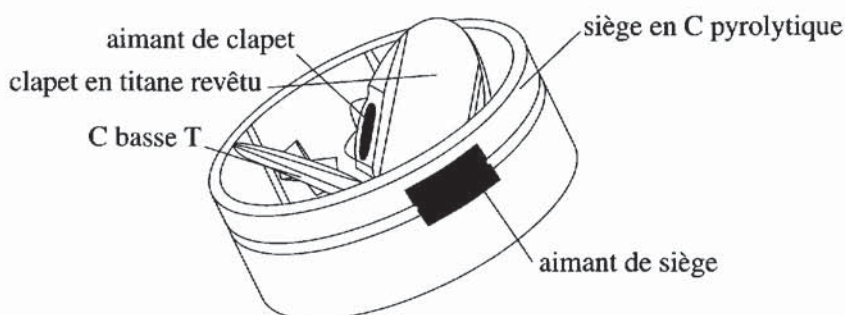


Figure 25.3 - Valve cardiaque active (Document SICN)

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.

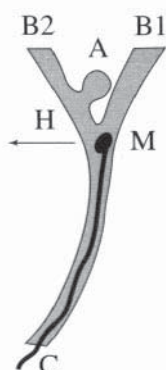


Figure 25.4
Soins sur anévrisme

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).

3.5. UTILISATION DES BACTÉRIES MAGNÉTIQUES

Il est possible de réaliser des spectres magnétiques à la surface de tôles très douces de transformateurs (FeSi enrobées) sans les endommager, par la méthode de Bitter (voir § 6.1.1 du chapitre 5) mais en utilisant des solutions à haute concentration en bactéries magnétiques pour matérialiser les lignes de flux [16]. A part cette utilisation très technique, les principales applications envisagées pour ces bactéries relèvent du domaine médical. Une première utilisation concerne le traitement des tumeurs malignes par la chaleur. Sous l'action de gradients de champ appropriés, les bactéries magnétiques seront concentrées sur la tumeur, puis échauffées par action d'un champ magnétique alternatif jusqu'à 40°C, ce qui permettra de détruire sélectivement les seules cellules localisées dans la tumeur : c'est le traitement par hyperthermie. Une autre application concerne la fixation par les bactéries magnétiques de produits chimiques toxiques puis le guidage magnétique de ces bactéries : une fois concentrées sur la tumeur, ces bactéries sont détruites et la substance toxique libérée peut alors agir uniquement sur la tumeur, sans les effets secondaires que l'on observe avec une chimiothérapie classique.

3.6. UTILISATION D'AUTRES MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES

Pour créer une hyperthermie locale, sans risque de surchauffe, des chercheurs japonais ont proposé de choisir des matériaux magnétiques (amorphes à base de Fe, P, C, et Cr) à basse température de Curie : dès que la température s'élève trop, le matériau perdant son magnétisme s'échauffe moins sous l'action du champ magnétique variable et la température est ainsi stabilisée au voisinage de la température de Curie.

Une autre voie consiste à utiliser l'oxyde de fer magnétique colloïdal de synthèse ; Chan et ses collègues ont optimisé le processus de fabrication de ce matériau afin de lui assurer, outre une basse toxicité et une bonne biocompatibilité, un excellent rendement énergétique : l'oxyde de fer magnétique stabilisé au dextran et obtenu par traitement ultrasonore a permis d'observer des échauffements de l'ordre de 5°C/minute sur des tissus chargés par seulement 1 mg de fer au cm³ quand ils sont soumis à un rayonnement de 1W/cm³ à 1 MHz, tandis que l'échauffement des tissus non chargés reste négligeable [17].

3.7. MAGNÉTOTHÉRAPIE

Nous abordons là un sujet très vaste, et à certains égards controversé. Dès l'antiquité, les chinois soignaient les otites par l'application d'aimants sur l'oreille malade. Peu avant la Révolution, Mesmer prétendit guérir toutes sortes de maladies au moyen du magnétisme, mais fut convaincu d'escroquerie par l'Académie des Sciences.

La célèbre firme japonaise TDK vend des colliers en or chargés de loin en loin avec des aimants à base de terres rares ; ces “shoulder TDK” sont brevetés et réputés guérir les douleurs de la nuque, des épaules et du dos [18].

En auriculothérapie, l'une des techniques utilisées consiste à fixer de tout petites aiguilles sur l'oreille et à agiter à proximité de celles-ci un petit aimant.

Ainsi, de nos jours, la magnétothérapie se porte bien et fait des adeptes, mais reste inexpliquée : les principales affections susceptibles de guérison par magnétothérapie semblent relever de la rhumatologie bénigne, de la petite traumatologie et des troubles de l'activité tonique posturale [19].

Des études scientifiques tentent de préciser les mécanismes qui pourraient entrer en jeu, au niveau cellulaire, par exemple. Ainsi, la circulation du sang sous champ magnétique statique conduit à une altération des indices de coagulation [20].

Par ailleurs, il est possible de soulager certaines affections d'origine purement mécanique à l'aide des champs magnétiques : ainsi, des corps étrangers métalliques (en cuivre) ont pu être extraits de l'œil au moyen de gradients de champs magnétiques pulsés [21].

Tous ces soins reposent sur l'influence à distance qu'exerce un champ magnétique sur une substance biologique, via l'*interaction magnétique dipolaire*, qui est un fait scientifique bien établi et mis en œuvre par des *magnéticiens*.

Ils n'ont donc rien de commun avec les soins des *magnétiseurs* qui se réclament, eux aussi, du Magnétisme, mais dont l'action à distance n'a jamais pu être analysée quantitativement, ni expliquée scientifiquement et dont les résultats n'ont toujours pas fait l'objet d'études scientifiques et statistiques sérieuses.

4. CONCLUSIONS

Depuis la plus haute antiquité, le magnétisme a fasciné l'homme qui a tenté de s'en approprier les vertus, y compris pour se soigner. De fait, les organismes vivants contiennent généralement de très petites quantités de matériau magnétique, mais nos connaissances sur les interactions entre le magnétisme et les fonctions biologiques restent embryonnaires à ce jour et ne permettent pas encore d'établir avec certitude l'existence d'effets du champ magnétique statique sur le comportement des organismes vivants.

Cette situation devrait cependant évoluer rapidement car la recherche est très active en ce domaine comme le montrent l'excellente revue déjà ancienne, de Williamson et Kaufman [10] et le livre plus récent de Wadas [22], qui tous deux traitent de biomagnétisme. Et parallèlement, les biotechnologies associées au magnétisme sont en plein essor.

Cette science située au carrefour du magnétisme, de la biologie et de la chimie organique fait de plus en plus appel aux techniques les plus modernes de l'informatique, que ce soit pour dépouiller un magnétoencéphalogramme ou pour affiner la structure d'une macromolécule magnétiquement active : devant une telle accumulation de moyens d'étude, on peut donc attendre prochainement une abondante moisson de résultats passionnants.

RÉFÉRENCES

- [1] G. CHOUTEAU, CL. VEYRET-JEANDEY, *J. Physique* (1981) **42**, 1441.
- [2] R. CHIARELLI, A. RASSAT, P. REY, *J. Chem.Soc. Chem. Commun.* (1992) **15**, 1081 ; R. CHIARELLI, M.A. NOVAK, A. RASSAT, J.L. THOLENCE, *Nature* (1993) **363**, 147.
- [3] D. BLOCH, J. VOIRON, J.C. BONNER, J.W. BRAY, I.S. JACOBS, L.V. INTERRANTE, *Phys. Rev. Lett.* (1980) **44**, 294.
- [4] O. KAHN, *Molecular Magnetism* (1993) VCH Publishers, New York.
- [5] J.S. MILLER, A.J. EPSTEIN, *Angew. Chem. Int. Ed. Engl.* (1994) **33**, 385.
- [6] R.P. BLAKEMORE, R.B. FRANKEL, *Sci. American* (1981) **245**, 42.
- [7] R. WILTSCHKO, W. WILTSCHKO, *Magnetic Orientation in Animals* (1995) Springer, Berlin.
- [8] D.D. AWSCHALOM, J.F. SMYTH, G. GRINSTEIN, D.P. DI VICENZO, D. LOSS, *Phys. Rev. Lett.* (1992) **68**, 3092.
- [9] Y. ROCARD, *La science et les sourciers* (1991) Dunod-Bordas, Paris.
- [10] S.J. WILLIAMSON, L. KAUFMAN, *J. Magn. Magn. Mater.* (1981) **22**, 129.
- [11] J. NENONEN, J. MONTONEN, T. KATILA, *Rev. Sci. Instrum.* (1996) **67**, 2397.
- [12] M.A. VLADIMIRSKY, A.A. KUZNETSOV, V.I. PHILIPPOV, *J. Magn. Magn. Mater.* (1993) **122**, 371.
- [13] G.T. GILLIES, R.C. RITTER, W.C. BROADDUS, M.S. GRADY, M.A. HOWARD III, R.G. MCNEIL, *Rev. Sci. Instrum.* (1994) **65**, 533.
- [14] H. TILLANDER, *Acta Radiol.* (1951) **35**, 62.
- [15] Y. HONKURA, Y. TANAKA, Y. TWAMA, *I.E.E.E. Transl. J. Magn. Jpn.* (1991) **6**, 551.
- [16] G. HARASCO, H. PFUTZNER, K. FUTSCHIK, *IEEE Trans. Magn.* (1995) **31**, 938.
- [17] D.C.F. CHAN, D.B. KIRPOTIN, P.A. BUNN, JR., *J. Magn. Magn. Mater.* (1993) **122** 374.
- [18] K. NAKAGAWA, *Japan Medical Journal*, (4 décembre 1976) 2745.
- [19] J. TRÉMOLIÈRES, *Electronique Applications* (déc. 1988-janv. 1989) **63**, 61.
- [20] R.P. KIKUT, *Latv. PSR Zinat. Akad. Vestis (URSS)* (1981) **3**, 122.
- [21] H. WEBER, G. LANDWEHR, *IEEE Trans. Magn.* (1981) **MAG 17**, 2330.
- [22] R.S. WADAS, *Biomagnetism* (1991) Ellis Horwood, Chichester.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

CHAPITRE 26

MAGNÉTISME PRATIQUE ET INSTRUMENTATION

La première partie de ce chapitre est consacrée aux techniques de mesure d'aimantation de matériaux doux ou durs. La deuxième traite de la production du champ magnétique et la troisième de sa mesure.

1. TECHNIQUES DE MESURE DE L'AIMANTATION

La méthode de mesure sera généralement différente selon qu'il s'agit d'un matériau doux ou d'un matériau dur. En effet, pour un matériau doux, le champ démagnétisant peut être 1 000 ou 10 000 fois plus important que le champ interne et il faut le rendre aussi faible que possible pour déterminer la partie initiale de la courbe d'aimantation.

Un appareil qui sert à mesurer l'aimantation (ou *magnétomètre*) comporte :

- ♦ une source de champ magnétique (souvent un électroaimant ou une bobine supraconductrice),
- ♦ parfois un dispositif de variation de la température permettant ainsi des études en fonction de ce paramètre,
- ♦ un système de mesure de l'aimantation, du champ magnétique (et de la température éventuellement).

Les techniques décrites dans ce chapitre sont des méthodes de force et de flux.

La détermination de l'aimantation par la mesure du flux envoyé par un échantillon dans un bobinage de mesure est une méthode directe très employée et nous rappelons d'abord le théorème qui permet de calculer ce flux.

1.1. THÉORÈME DE RÉCIPROCITÉ

On se propose de calculer le flux envoyé par un moment magnétique supposé ponctuel dans un bobinage de mesure (1) représenté ici par une boucle. Le moment magnétique \mathfrak{m} est relié à la polarisation \mathbf{J} ($= \mu_0 \mathbf{M}$) et au volume V par la relation :

$$\mathfrak{m} = \mathbf{J} V / \mu_0 \quad (26.1)$$

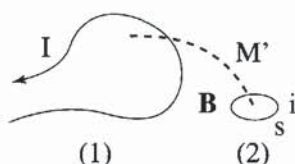


Figure 26.1 - Flux envoyé par un moment magnétique dans un bobinage

Le moment magnétique est équivalent à une petite spire (2) de surface s parcourue par un courant i avec $\mathbf{m} = i\mathbf{s}$. On suppose de façon *purement fictive* que la boucle de mesure est parcourue par un courant I .

Cette boucle (1) envoie un flux ϕ_{12} dans

la spire (2) :

$$\phi_{12} = M'I \quad (26.2)$$

où M' est le coefficient d'inductance mutuelle entre (1) et (2), l'induction \mathbf{B} créée en (2) étant alors donnée par : $M'I = \mathbf{B}s$.

Le flux envoyé par la spire (2) dans la boucle (1) est : $\phi = M'i = \mathbf{B}si/I$, soit :

$$\phi = (\mathbf{B}/I) \mathbf{m} \quad (26.3)$$

Le flux envoyé par un moment magnétique (ponctuel) \mathbf{m} dans un bobinage de mesure est égal au produit scalaire de ce moment par le rapport (\mathbf{B}/I) , où \mathbf{B} est l'induction qui serait créée par un courant fictif I circulant dans le bobinage de mesure.

Quand le moment magnétique ne peut plus être considéré comme ponctuel, l'équation (26.3) s'écrit : $\phi = \iiint (\mathbf{B}/I) \mathbf{J} dV / \mu_0 = \iiint (B_x J_x + B_y J_y + B_z J_z) dV / (I\mu_0)$, où l'intégrale est étendue au volume de l'échantillon.

Si \mathbf{J} est constant et orienté parallèlement à l'axe du champ et à l'axe Oz des bobines de mesure, on peut sortir $\mathbf{J} = J_z \hat{\mathbf{U}}$ ($\hat{\mathbf{U}}$ vecteur unitaire dirigé suivant Oz) de l'intégrale :

$$\phi = J_z \iiint (B_z/I) dV / \mu_0 \quad (26.4)$$

C'est l'expression que nous utiliserons par la suite dans ce chapitre. Examinons le cas où la composante J_x n'est pas nulle, les bobines de mesure étant d'axe Oz . La composante B_x est faible et l'on aura généralement $B_x(x_0) = -B_x(-x_0)$. Il en résulte que $\iiint B_x J_x dV / (I\mu_0)$ est nulle si l'échantillon occupe une position symétrique par rapport à l'axe Ox .

1.2. MESURE DES MATÉRIAUX DOUX

Pour avoir accès à la partie initiale de la courbe d'aimantation, il faut essayer d'annuler le champ démagnétisant en constituant un circuit magnétique aussi bien fermé que possible.

Nous avons représenté (figure 26.2) la polarisation magnétique \mathbf{J} en fonction du champ interne \mathbf{H}_i pour du fer doux. Une polarisation magnétique à saturation d'environ 2,18 T est obtenue dans un champ de moins de 10^{-3} T. La partie initiale de la courbe n'est pas linéaire : elle présente notamment une inflexion (pente maximale) pour un champ de l'ordre de grandeur du champ coercitif.

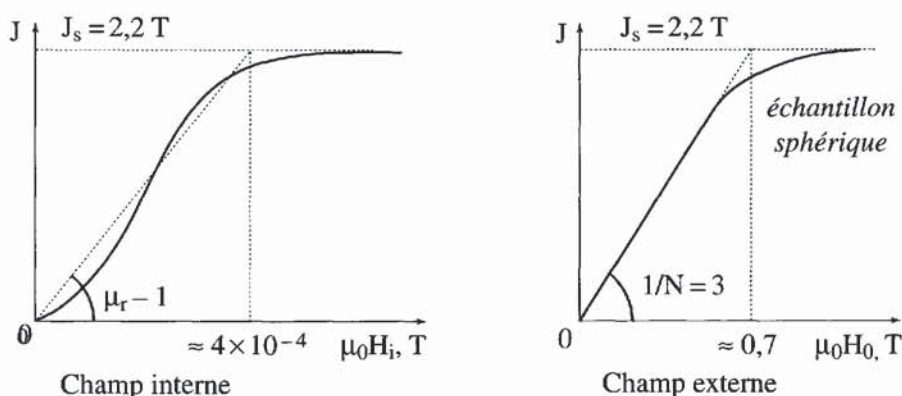


Figure 26.2 - Courbes d'aimantation d'un morceau de fer (remarquer la différence d'échelle en abscisse)

Dans de nombreux cas, on assimilera la partie initiale de la courbe à une droite de pente $\chi = (\mu_r - 1)$, μ_r perméabilité relative :

$$\mathbf{J} \approx \mu_0 (\mu_r - 1) \mathbf{H}_i \quad (26.5)$$

Comme pour un matériau doux, μ_r est supérieur à 1 000, on considérera que la pente est simplement : $\chi \approx \mu_r$. On a alors : $\mathbf{J} \approx \mu \mathbf{H}_i$.

Considérons maintenant un échantillon placé dans un champ extérieur \mathbf{H}_0 et supposons que le champ démagnétisant soit caractérisé par un coefficient N constant : $\mu_0 \mathbf{H}_d = -N\mathbf{J}$, où N ne dépend que de la forme de l'échantillon.

On a : $\mu_0 \mathbf{H}_i = \mu_0 \mathbf{H}_0 - N\mathbf{J}$, où \mathbf{H}_0 est le champ extérieur. On utilise l'approximation : $\mathbf{J} \approx \mu_0 (\mu_r - 1) \mathbf{H}_i$, d'où : $\mathbf{H}_i \approx \mathbf{H}_0 / [1 + N(\mu_r - 1)]$, et :

$$\mathbf{J} \approx \mu_0 (\mu_r - 1) \mathbf{H}_0 / [1 + N(\mu_r - 1)] \quad (26.6)$$

La perméabilité apparente définie par $\mathbf{B} = \mu_a \mu_0 \mathbf{H}_0$ est donc : $\mu_a \approx \mu_r / [1 + N(\mu_r - 1)]$.

Si μ_r est grand :

$$\mu_a \approx 1 / [N + 1/\mu_r] \quad (26.7)$$

Si $N\mu_r$ est beaucoup plus grand que 1, ce qui sera très souvent le cas (sauf pour un circuit fermé), on obtient : $\mathbf{J} \approx \mu_0 \mathbf{H}_0 / N$ et $\mu_a \approx 1/N$.

La partie initiale de la courbe d'aimantation est alors une droite de pente $1/N$ jusqu'au champ $\mu_0 H_{d0} = N J_s$ (J_s : polarisation à saturation). Pour saturer un matériau doux, il faut donc appliquer un champ $\mu_0 H_0 > N J_s$. Par exemple, pour saturer une sphère de fer, il faut appliquer un champ de 0,7 T, le champ interne étant d'environ 4×10^{-4} T.

1.2.1. Mesure d'un échantillon torique

On crée un champ magnétique variable dans l'échantillon et on intègre la tension induite dans un bobinage de détection.

La seule géométrie où le champ démagnétisant peut être nul est un circuit fermé tel que le tore.

Le champ magnétique est créé par un courant i circulant dans un enroulement constitué de n spires bobinées directement sur le tore de rayon r_0 . Ce courant i varie en général sinusoïdalement à basse fréquence (par exemple à 1 Hz) : $i = I_0 \sin \omega t$. Il peut également varier en dents de scie. Si le matériau est doux et non saturé (μ_r élevé), le champ magnétique a , en tout point du tore, pratiquement la même valeur donnée par le théorème d'Ampère $\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = ni$, d'où :

$$H = ni / 2\pi r_0 \quad (26.8)$$

Aux bornes d'un deuxième enroulement (de mesure) comportant n' spires, lui aussi bobiné sur le tore de section S , apparaît une tension : $e = -n'S dB/dt$ correspondant aux variations du flux $\phi = BS$ qui circule dans le tore.

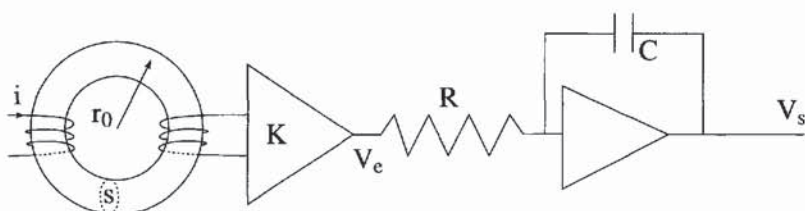


Figure 26.3 - Schéma de principe d'un fluxmètre

Le bobinage de mesure est relié à un intégrateur (en passant par un amplificateur adaptateur d'impédance de gain K). La tension de sortie est reliée à la tension d'entrée par la relation : $V_s = -(1/RC) \int V_e dt$. Puisque $V_e = -Kn'S dB/dt$, on a :

$$V_s = (Kn'/RC)SB \quad (26.9)$$

Comme $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J}$, la mesure du flux permet la mesure de la polarisation à $\mu_0 \mathbf{H}$ près.

1.2.2. Perméamètre d'Epstein



Figure 26.4 - Perméamètre d'Epstein

On constitue un circuit fermé carré à partir de 4 p tôles empilées (voir la figure 26.4). C'est donc un circuit qui a l'avantage d'être démontable mais dont la fermeture est imparfaite. Il offre l'avantage que les bobines de champ et de détection n'ont pas besoin d'être bobinées sur place.

1.3. MESURE D'AIMANTATION DE MATÉRIAUX DURS OU DE MATÉRIAUX FAIBLEMENT MAGNÉTIQUES

1.3.1. Méthodes de force

L'échantillon est placé dans un champ inhomogène. On mesure la force qu'il subit qui est égale au produit de son moment magnétique par le gradient de champ.

L'énergie potentielle d'un matériau de volume V et de polarisation \mathbf{J} , soumis au champ magnétique \mathbf{H} est : $W = -\mathbf{J} \cdot \mathbf{H} V = -V (J_x H_x + J_y H_y + J_z H_z)$.

Un échantillon, placé dans un champ magnétique inhomogène, est soumis à une force dont l'expression est : $\mathbf{F} = -\text{grad}(W)$, soit :

$$\begin{aligned} F_x &= V (J_x dH_x/dx + J_y dH_y/dx + J_z dH_z/dx) \\ F_y &= V (J_x dH_x/dy + J_y dH_y/dy + J_z dH_z/dy) \\ F_z &= V (J_x dH_x/dz + J_y dH_y/dz + J_z dH_z/dz) \end{aligned} \quad (26.10)$$

Dans cette formule, \mathbf{H} est le champ magnétique dans l'échantillon, c'est-à-dire que $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_d$, où \mathbf{H}_0 est le champ appliqué et \mathbf{H}_d le champ démagnétisant. On néglige les dérivées de \mathbf{H}_d de sorte que l'on considère dans la formule (26.10) que \mathbf{H} est le champ extérieur.

On peut distinguer deux méthodes de force :

- ♦ l'échantillon est placé dans un gradient de champ continu (ou statique) destiné à créer une force continue,
- ♦ on applique un gradient de champ alternatif (force alternative).

Magnétomètre à gradient de champ continu

SENSIBILITÉ : $10^{-8} \text{ A} \cdot \text{m}^2$

On place l'échantillon dans un champ homogène auquel on superpose un gradient de champ magnétique continu (figure 26.5) et on mesure la force d'origine magnétique qui s'exerce sur l'échantillon.

Supposons que, dans un champ magnétique homogène dirigé suivant l'axe Oz, l'échantillon prenne une polarisation J_z , elle aussi dirigée suivant Oz (par exemple échantillon isotrope) et qu'il y ait un gradient de champ dans une seule direction Oy. L'échantillon est soumis à une force : $F_z = V J_z dH_z/dy$.

Dans la pratique, on peut créer simultanément le champ et le gradient de champ avec un électroaimant équipé de pièces polaires dissymétriques (figure 26.5-b) ou au contraire, créer un champ homogène grâce à un électroaimant et le gradient de champ avec une autre bobine (figure 26.5-a). Ce dernier système présente l'avantage de permettre le réglage de manière indépendante du champ et du gradient de champ.

La bobine de gradient est généralement réalisée à l'aide de 2 (ou 4) bobines reliées en série-opposition (figure 26.5-a).

Pour mesurer la force magnétique, et donc pouvoir remonter à l'aimantation de l'échantillon, on peut utiliser simplement une balance de précision du commerce en faisant quelques adaptations : toutefois, ceci implique que la force à mesurer soit verticale. Cette technique est relativement performante mais aussi assez contraignante car l'échantillon est fixé sur un équipement mobile qui contribue au signal de mesure et qui ne doit être soumis à aucun frottement, courant d'air etc. puisque l'on désire mesurer des forces très faibles.

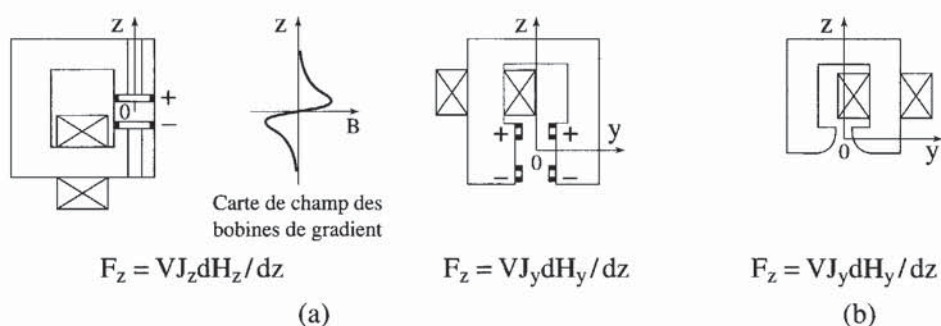


Figure 26.5 - Différentes façons de créer un champ et un gradient de champ superposé
(a) gradient indépendant du champ - (b) gradient proportionnel au champ

Magnétomètre à gradient de champ alternatif

Un échantillon, fixé sur un équipement mobile relié à un quartz piézo-électrique, est soumis à une force alternative (à la fréquence de résonance de l'équipage mobile) que l'on détecte avec le quartz.

SENSIBILITÉ : $10^{-11} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ à la température ambiante.

On crée un gradient de champ alternatif à l'aide par exemple des 4 bobines de la figure 26.6. L'échantillon fixé sur un équipement mobile est relié à un bilame piézo-électrique. La bobine de gradient, alimentée à la fréquence de résonance (généralement de l'ordre de 1 kHz) de l'équipage mobile pour une plus grande sensibilité, crée une force alternative sur l'échantillon. Cette vibration est transmise au quartz qui est alors le siège d'une tension proportionnelle à l'amplitude du mouvement, donc à l'aimantation de l'échantillon.

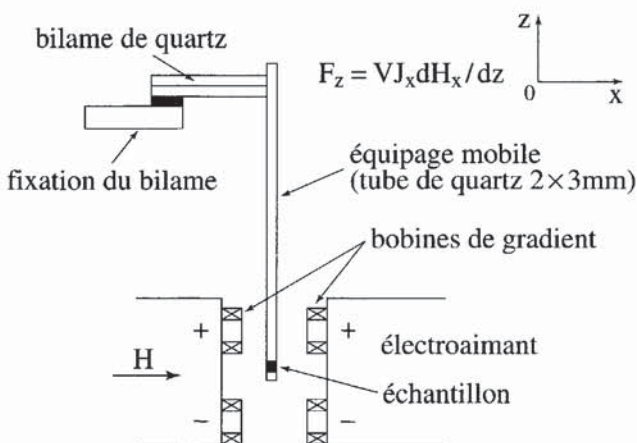


Figure 26.6 - Schéma d'un magnétomètre à gradient de champ alternatif
Champ magnétique horizontal. 4 bobines de gradient

Puisque l'on mesure une force, l'appareil n'est pas sensible aux dérives de flux parasites. Ceci permet de faire des mesures à la sensibilité maximale quand le champ

varie, donc avec rapidité. L'équipage mobile est assez délicat à manipuler. Lorsque l'on fait des études à température variable, la résolution décroît à cause du quartz piézo-électrique. Le schéma électronique de la figure 26.7 montre le principe de la mesure à l'aide d'un amplificateur alternatif à détection synchrone dont la résolution peut atteindre le nanovolt.

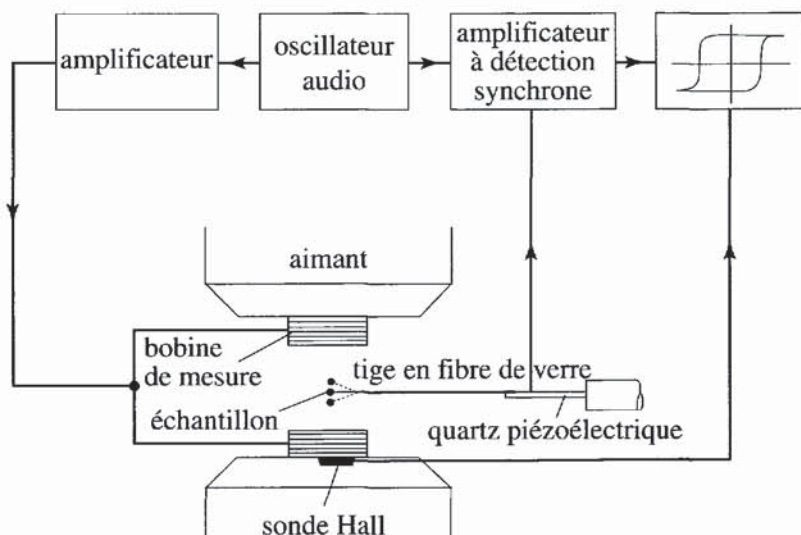


Figure 26.7 - Schéma électronique d'un magnétomètre à gradient de champ alternatif

1.3.2. Méthodes de flux

La mesure du flux induit dans un bobinage peut se faire :

- ◆ par déplacement apériodique de l'échantillon, avec détection de la tension induite à l'aide d'un voltmètre numérique ou d'un SQUID,
- ◆ par déplacement périodique de l'échantillon : c'est le magnétomètre à échantillon vibrant,
- ◆ sans déplacement de l'échantillon, le champ magnétique appliqué étant variable : si le champ varie lentement, l'appareil (appelé hystérésigraphe) mesure l'aimantation en fonction du champ. Une autre technique (pont de Hartshorn) utilise un faible champ magnétique d'excitation alternatif (à des fréquences comprises entre 10 et 10 000 Hz) et permet de mesurer la valeur efficace de l'aimantation en champ faible.

Déplacement apériodique de l'échantillon et détection à l'aide d'un voltmètre numérique ("méthode d'extraction")

SENSIBILITÉ : 10^{-7} A.m².

Le bobinage est généralement constitué de 4 bobines de mesure 1, 2, 3, 4 d'axe parallèle au champ, reliées en série opposition, comportant un grand nombre de spires pour une plus grande sensibilité (donc réalisées en fil fin de cuivre émaillé, voir figure 26.8).

Les bobines principales 1 et 2 (nombre de spires n , section moyenne S) sont identiques et donc compensées axialement en flux. Les bobines 3 et 4 (nombre de spires n' , section moyenne S') fournissent la compensation radiale par le respect de la condition :

$$nS = n'S' \quad (26.11)$$

Cette double compensation permet de réduire les tensions induites dues à des variations de flux parasites provenant de la source de champ magnétique (ou d'origine mécanique) alors que le flux envoyé par l'échantillon dans le bobinage n est que faiblement réduit (typiquement de 30%) par la présence des bobines 3 et 4. La mesure de l'aimantation est obtenue par intégration de la tension qui apparaît aux bornes des bobines de mesure pendant le déplacement de l'échantillon entre les points A et B (figure 26.8), centres des bobines 2 et 1, grâce à un voltmètre numérique intégrateur.

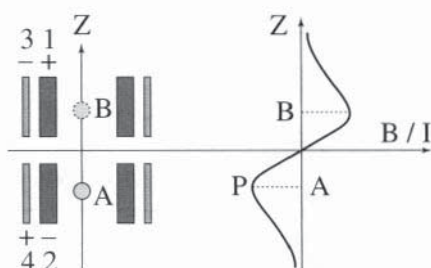


Figure 26.8 - Bobinage de mesure constitué de 4 bobines reliées en série opposition, avec la carte de champ des bobines de mesure

La variation de flux ainsi mesurée, donnée par le théorème de réciprocité vu précédemment (26.3), est proportionnelle au moment magnétique :

$$\delta\phi = [(B/I)_B - (B/I)_A]m = 2.PA.m \quad (26.12)$$

La tension qui apparaît aux bornes des bobines est filtrée par un circuit RC de constante de temps aussi grande que possible, mais nettement plus petite que le temps d'intégration (par exemple $RC = 0,05$ secondes pour un temps d'intégration de l'ordre de 1 seconde).

Une sensibilité de $10^{-7} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ correspond typiquement à un bruit dans les bobines de mesure d'environ $0,2 \mu\text{V} \cdot \text{s}$.

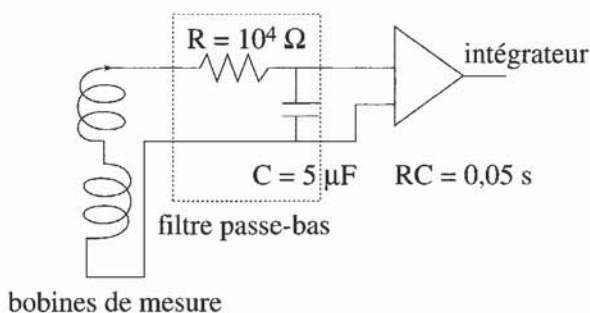


Figure 26.9 - Système de mesure par extraction

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 :

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

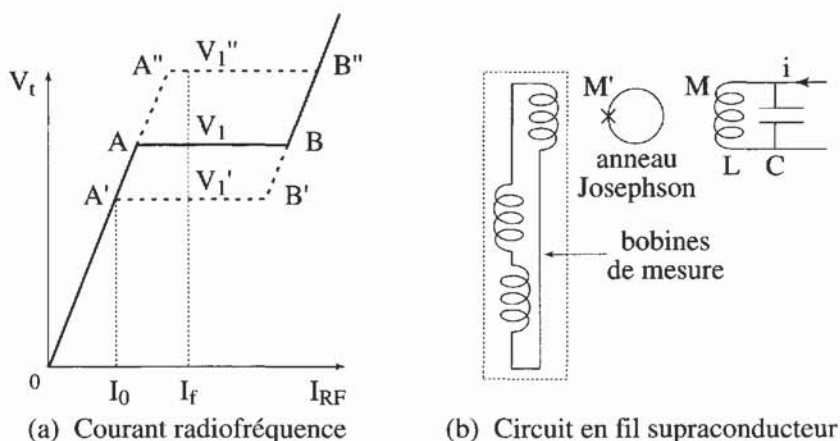


Figure 26.10 - Caractéristique courant-tension idéalisée d'un SQUID RF
Schéma d'un capteur à SQUID

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.

La tension aux bornes du circuit résonnant devient constante (plateau AB) et égale à :

$$V_T = QL\omega I_0 \quad (26.14)$$

La fin du plateau, point B de la figure (26.10-a), se produit quand il y a admission puis expulsion d'un quantum de flux à chaque demi-alternance du courant, donc à intervalles π/ω . On choisit un courant de fonctionnement I_f correspondant à peu près au milieu du plateau AB. On superpose maintenant un flux continu $\delta\phi$ au flux alternatif : le plateau sur la caractéristique se produit quand le flux maximum total $\phi_1 + \delta\phi$ atteint la valeur ϕ_c . Il se produit plus tôt (A'B') ou plus tard (A''B'') pour un courant $I_0' = (\phi_c - \delta\phi)/M'Q$.

La variation de tension $\delta V = QL\omega(I_0 - I_0')$ correspond à une variation de flux $\delta\phi = M'Q(I_0 - I_0')$ si bien que :

$$\delta V = (L\omega/M') \delta\phi \quad (26.15)$$

On a réalisé un convertisseur : *flux continu* \rightarrow *tension de crête*.

Le flux continu est appliqué grâce à un circuit supraconducteur constitué d'un bobinage de mesure et d'une petite inductance, couplée à l'anneau Josephson par une mutuelle M'' (figure 26.10-b). Le bobinage de mesure est constitué de 2 bobines connectées en série-opposition, comportant chacune 2 ou 3 spires, d'axe parallèle au champ appliqué.

Quand on déplace l'échantillon dans le bobinage de mesure, comme dans la méthode d'extraction vue précédemment, pour déterminer son moment m , la variation de flux déduite de (26.3) est :

$$\delta\phi = \delta(B/I)m \quad (26.16)$$

Il en résulte une variation de courant δi dans le circuit de mesure supraconducteur d'inductance ΣL_i donnée par :

$$\delta\phi = (\Sigma L_i) \delta i \quad (26.17)$$

La variation de flux vue par l'anneau supraconducteur :

$$\delta\phi_2 = M''\delta i \quad (26.18)$$

est compensée par un flux de contre-réaction égal et opposé à $\delta\phi_2$, engendré par un courant δi_{cr} passant dans l'inductance du circuit résonnant : $\delta\phi_{cr} = M'\delta i_{cr} = -\delta\phi_2$. En utilisant les relations (26.16) à (26.18), on obtient le moment magnétique de l'échantillon :

$$m = - \frac{M' \left(\sum L_i \right) \delta i_{cr}}{M'' \delta(B/I)} \quad (26.19)$$

Les magnétomètres à détection SQUID sont relativement lents car ils mesurent un flux continu et après chaque changement de champ magnétique, la source de champ magnétique (presque toujours une bobine supraconductrice) présente un certain traînage et il faut attendre que la dérive soit suffisamment réduite pour faire des

mesures avec une bonne résolution. Quand on fait des mesures à champ magnétique constant, cet inconvénient disparaît et le magnétomètre est de grande qualité.

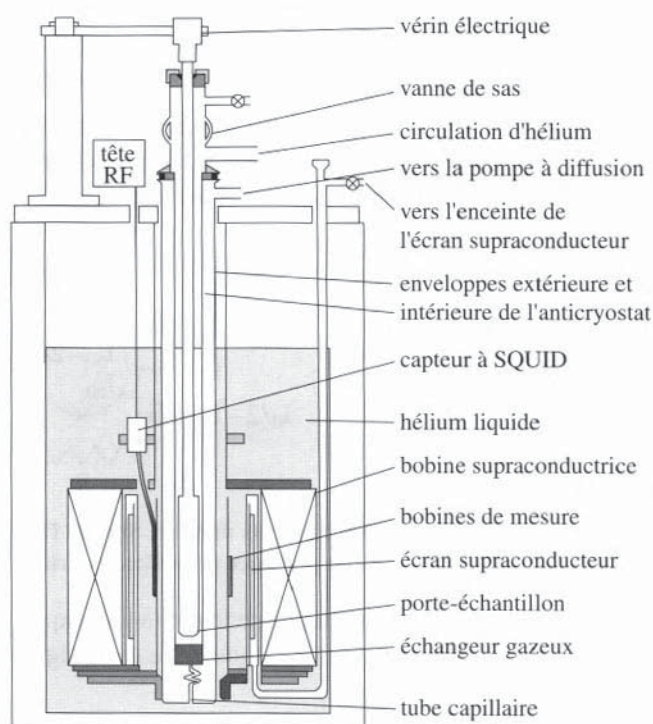


Figure 26.11 - Schéma d'un magnétomètre à SQUID RF 8 teslas à température variable ($1,5 < T < 300$ K)

Détection par SQUID DC

Le SQUID DC permet lui aussi de convertir une variation de flux en variation de tension.

Si on alimente une jonction Josephson avec un courant continu I , la tension à ses bornes reste nulle tant que $I < I_{c0}$, I_{c0} étant le courant critique de la jonction. Au-delà, on observe une tension $V \approx R(I - I_{c0})$ (figure 26.12), R étant la résistance équivalente de la jonction.

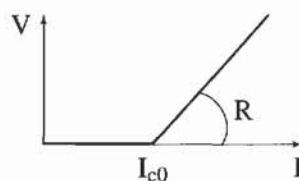


Figure 26.12
Caractéristique idéalisée d'une jonction Josephson

Un SQUID DC est constitué d'une boucle supraconductrice interrompue par 2 jonctions Josephson ayant chacune un courant critique I_{c0} (figure 26.13). On alimente la boucle avec un courant continu I_0 de polarisation un peu supérieur à $2I_{c0}$. La tension aux bornes du SQUID est alors simplement $V = R(I_0 - 2I_{c0})/2$, correspondant au fait que le SQUID a un courant critique $2I_{c0}$ et une résistance équivalente $R/2$ (figure 26.14-a).

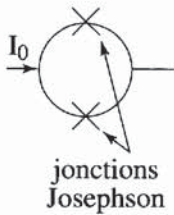


Figure 26.13
Schéma d'un SQUID DC

Si on applique un flux $\delta\phi$ à la boucle qui a une inductance L , un courant d'écrantage $\delta i = -\delta\phi/L$ va circuler de façon à ce que le flux total dans l'anneau reste nul. Dans une jonction, il s'ajoute au courant de polarisation et se retranche dans l'autre (figure 26.14-b).

Le courant total dans une jonction ne peut pas dépasser I_{c0} . Dans l'autre jonction, il sera donc égal à $I_{c0} - 2\delta i$. Le courant critique total devient : $I_c = 2I_{c0} - 2\delta i$.

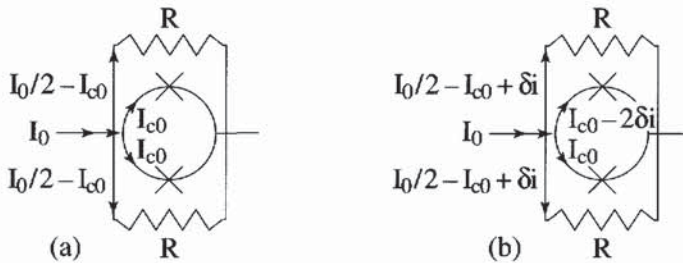


Figure 26.14 - Répartition des courants dans un SQUID DC :
(a) sans flux extérieur - (b) en présence d'un flux extérieur

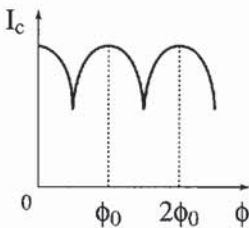


Figure 26.15
Courant critique dans un SQUID DC en fonction du flux appliqué

On peut montrer que le courant critique présente en fait une variation telle que celle de la figure 26.15 avec la périodicité ϕ_0 .

La tension aux bornes du SQUID dépend donc du flux appliqué et vaut :

$$V = R/2(I_0 - 2I_{c0} + 2\delta i).$$

La variation de tension correspondant à une variation de flux :

$$\delta\phi = L \delta i \text{ est donc } \delta V = (R/2) 2\delta i = (R/L) \delta\phi.$$

A l'aide d'un circuit de contre-réaction, on maintient constante la tension aux bornes du SQUID et donc le flux dans le SQUID. On mesure le courant de contre-réaction qui est proportionnel au flux $\delta\phi$.

Déplacement périodique de l'échantillon : magnétomètre à échantillon vibrant

On mesure la tension induite par un échantillon placé dans un bobinage de mesure soumis à un mouvement alternatif sinusoïdal.

SENSIBILITÉ : 10^{-8} à 10^{-10} A.m².

On fait vibrer, verticalement (axe z), à une fréquence f ($= \Omega/2\pi$, comprise souvent entre 10 et 100 Hz) un échantillon placé au centre d'un bobinage de mesure avec une amplitude constante z_0 allant de 0,1 à 5 mm suivant les appareils (figure 26.16).

On a donc : $z = z_0 \sin \Omega t$.

Utilisons le théorème de réciprocité pour calculer la tension induite en dérivant (26.3) par rapport au temps :

$$e = -d\phi/dt = -m \frac{d(B/I)}{dz} \frac{dz}{dt} \quad (26.20)$$

de sorte que : $e = -E_0 \cos \Omega t$, avec $E_0 = z_0 \Omega m \frac{d(B/I)}{dz}$.

La sensibilité est proportionnelle à $z_0 \Omega$ qui est l'amplitude de la vitesse de l'échantillon et au gradient de champ des bobines de mesure $d(B/I)/dz$.

Le champ magnétique appliqué peut être vertical (axe Oz) : on mesure un signal proportionnel à $m_z d(B_z/I)/dz$, les bobines de mesure ayant leur axe vertical.

Le champ magnétique peut être horizontal (axe Ox) : on mesure un signal proportionnel à $m_x d(B_x/I)/dz$ avec des bobines de mesure d'axe horizontal.

Les bobines de mesure sont constituées de 2 (ou 4) bobines identiques ayant pour axe la direction du champ (Ox sur la figure 26.16), reliées en série opposition. Leur distance et leur géométrie sont calculées de façon à ce que le déplacement de l'échantillon ait lieu dans un gradient de champ constant (il s'agit d'un gradient de champ purement fictif, puisqu'il ne circule aucun courant dans les bobines de mesure). La tension induite est mesurée avec un amplificateur à détection synchrone qui élimine presque totalement les fréquences différentes de la fréquence de mesure. L'un des intérêts de cette méthode de mesure est sa rapidité, car les dérives parasites gênantes sont des signaux pseudo-continus facilement éliminés par la détection synchrone et les mesures peuvent se faire même quand le champ varie.

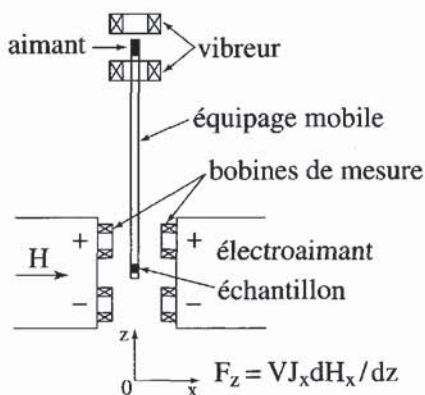


Figure 26.16 - Schéma de principe d'un magnétomètre à échantillon vibrant avec champ magnétique horizontal

Hystérésigraphe

On fait varier le champ d'un électroaimant dans l'entrefer duquel se trouve l'échantillon à mesurer, entouré d'un bobinage de mesure et on intègre la tension induite.

L'échantillon est placé dans l'entrefer d'un électroaimant. On peut généralement régler l'écartement des pièces polaires de façon à ce que l'échantillon occupe la largeur de l'entrefer. On constitue ainsi un circuit magnétique pratiquement fermé.

Les bobines de mesure sont placées dans l'entrefer de l'électroaimant directement autour de l'échantillon. On utilise deux bobines concentriques compensées en flux (comportant respectivement n et n' spires de section moyenne S et S' avec la relation

$nS = n'S'$ si le champ dans l'entrefer est homogène) de sorte que lorsqu'on effectue une variation de champ en l'absence d'échantillon, aucune tension n'apparaisse à leurs bornes.

En présence d'un échantillon, la bobine intérieure perçoit un flux plus important que la bobine extérieure parce qu'elle est plus proche de l'échantillon et qu'elle a plus de spires ($n > n'$ car $S < S'$).

La tension envoyée par l'échantillon dans les bobines de mesure est obtenue en dérivant (26.4) : $e = -(dJ_z/dt) \iiint (B_z/I) dv / \mu_0$, où nous avons supposé J_z constant dans l'espace pour le sortir du signe intégrale. La mesure de l'aimantation est faite, comme pour un échantillon torique (voir § 1.2.1), en intégrant la tension aux bornes des bobines de mesure pendant que le champ magnétique varie. Celui-ci est mesuré avec une sonde à effet Hall placée près de l'échantillon. Les 2 informations champ et aimantation, envoyées sur les entrées X et Y d'un traceur de courbes, permettent par exemple d'obtenir un cycle d'hystérésis.

Il est facile de réaliser que cette méthode ne permet pas d'étudier les matériaux doux. Supposons en effet que l'échantillon de perméabilité $\mu_{éch}$ occupe la largeur l_e de l'entrefer ; l_f est la longueur de la carcasse de l'électroaimant de perméabilité supposée constante μ_f . Le champ dans la carcasse est H_f . Au voisinage des pôles, en raison des fuites magnétiques, le champ est plus faible et égal à H_f/σ ($\sigma > 1$ est le coefficient d'Hopkinson).

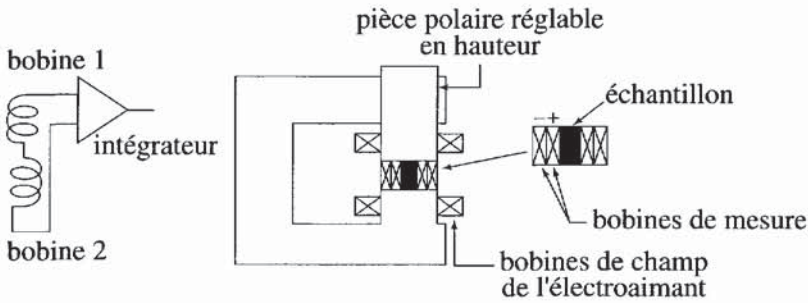


Figure 26.17 - Schéma de principe d'un hystérésigraphe

On applique le théorème d'Ampère à un circuit fermé passant par l'échantillon : $H_f l_f + H_{éch} l_e \approx n'' i$ où n'' est le nombre des spires du bobinage d'excitation parcouru par le courant i . A la surface de séparation entre l'échantillon et la carcasse, on écrit la conservation de la composante normale de l'induction : $B_f = \mu_f H_f / \sigma = \mu_{éch} H_{éch}$,

$$\text{d'où :} \quad H_{éch} = \frac{n'' i}{l_e + \sigma l_f \mu_{éch} / \mu_f} \quad (26.21)$$

Par la même méthode, on obtient le champ dans l'entrefer H_e , qui est le champ accessible à la mesure avec une sonde à effet Hall :

$$H_e = \frac{n'' i}{l_e + \sigma l_f \mu_0 / \mu_f} \quad (26.22)$$

On voit donc avec les formules (26.21) et (26.22) que H_e et $H_{éch}$ seront notablement différents si $\mu_{éch} \gg 1$.

On peut estimer l'erreur commise sur le champ pour un matériau dur (aimant) de perméabilité égale à 2. On suppose $\mu_f = 2000 \mu_0$ et $l_f = 50 l_e$. On obtient $H_0 = 1,05 \times H_{éch}$. Si par exemple un matériau présente un champ coercitif de 0,3 T, on mesurera $H_c = 0,315$ tesla.

1.3.3. Pont de Hartshorn

L'échantillon est placé dans un faible champ magnétique alternatif et on mesure la tension, proportionnelle à son aimantation, qui apparaît aux bornes d'un bobinage de mesure.

Un solénoïde (appelé primaire, voir figure 26.18), alimenté par un courant $i = I_0 \sin \omega t$, crée un champ magnétique alternatif faible ($\sim 10^{-4}$ à 10^{-3} T). A l'intérieur, dans la zone de champ homogène, on place 2 bobines de mesure identiques (appelées secondaires), reliées en série opposition. En l'absence d'échantillon, si les bobinages sont parfaitement compensés, aucune tension n'apparaît aux bornes du secondaire.

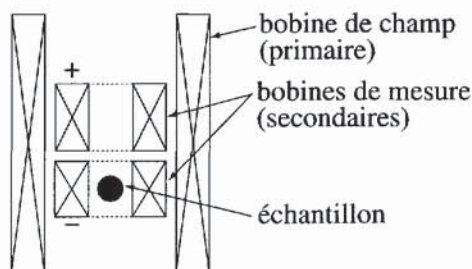


Figure 26.18
Schéma d'un pont de Hartshorn

En présence d'un échantillon, une tension apparaît que l'on peut mesurer avec une détection synchrone. La tension induite, donnée par le théorème de réciprocité, est : $e = -d\phi/dt$ avec $\phi = (B/I)m$.

Si on considère que l'aimantation $M = m/V$ varie linéairement avec le champ magnétique $H_0 \sin \omega t$, on a : $M = \chi H_0 \sin \omega t$, où χ est la susceptibilité volumique du matériau (voir chapitre 2), d'où : $e = -(B/I)\chi V H_0 \omega \cos \omega t$.

L'amplitude de la tension est proportionnelle à l'aimantation $\chi V H_0$ et à la fréquence. On pourrait être tenté d'augmenter la fréquence pour accroître la sensibilité, mais il en résulte une augmentation des courants de Foucault qui peuvent donner une contribution parasite importante à l'aimantation.

L'intérêt de cette méthode est sa simplicité car l'échantillon est fixe. Elle permet de déterminer des températures de transition.

Un autre intérêt est de faire des mesures dynamiques en fonction de la fréquence. On peut également superposer un champ magnétique continu de façon à se déplacer sur la courbe d'aimantation et à en mesurer la pente ou susceptibilité différentielle.

1.3.4. Mesure d'anisotropie

On place un matériau de volume V , ayant un moment magnétique $\mathbf{J}V$ dans un champ \mathbf{B} . Si le matériau présente de l'anisotropie, \mathbf{B} et \mathbf{J} ne sont plus colinéaires dès que \mathbf{B} est en dehors d'un axe de facile aimantation. Il existe alors un couple (équation 2.27) $\mathbf{\Gamma} = V\mathbf{J} \times \mathbf{B}/\mu_0$, qui tend à ramener \mathbf{J} parallèlement à \mathbf{B} . Une des techniques d'étude de l'anisotropie consiste à mesurer ce couple.

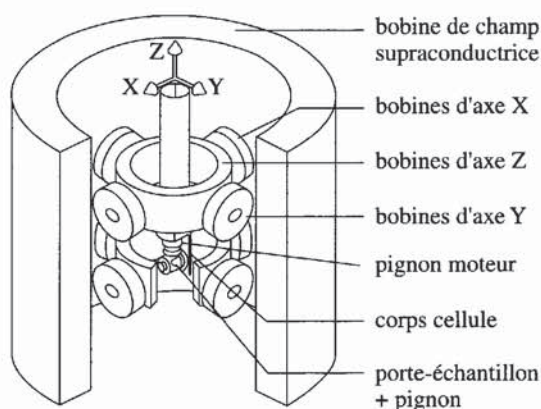


Figure 26.19 - Bobines de mesure et dispositif de rotation d'échantillon permettant l'étude de l'anisotropie

Une méthode plus directe consiste à mesurer, simultanément, par exemple par la méthode d'extraction (de mise en œuvre assez simple), les 3 composantes de l'aimantation en utilisant 3 jeux de bobines de mesure d'axes O_x , O_y , O_z connectées à 3 voltmètres numériques.

Sur la figure 26.19, un mécanisme miniaturisé permet de faire tourner l'échantillon autour d'un axe horizontal parallèle à l'axe O_x , le champ magnétique étant vertical (axe O_z), ce qui permet d'étu-

dier l'anisotropie en fonction de l'orientation de l'échantillon par rapport au champ.

1.3.5. Etalonnage de l'aimantation

L'étalonnage de l'aimantation est effectué en utilisant comme étalon un échantillon de nickel dont la polarisation lorsqu'il est saturé dans un champ de 1 tesla est bien connue, à n'importe quelle température.

Il existe des étalons de susceptibilité (rapport J/B) : le palladium à la température ambiante, le sulfate de gadolinium au-dessus de 1,5 Kelvin. L'utilisation combinée d'un étalon d'aimantation et d'un étalon de susceptibilité permet également le contrôle du champ magnétique.

2. PRODUCTION DE CHAMPS MAGNÉTIQUES

Pour produire un champ magnétique, on peut distinguer 2 types de techniques :

- ♦ celles où un champ est créé par un courant électrique circulant dans un bobinage résistif ou supraconducteur sans utiliser des matériaux magnétiques. Le problème est linéaire, c'est-à-dire que le champ magnétique est proportionnel au courant qui le produit et il pourra être calculé en utilisant des formules du type Biot et Savart ou la formule du solénoïde, le théorème d'Ampère, la formule du dipôle, etc.

- ♦ et celles où la source de champ magnétique utilise des matériaux magnétiques associés (par exemple électroaimant) ou non (aimant) à des courants électriques. Pour résoudre ce problème non linéaire, on cherchera des solutions approchées.

2.1. PRODUCTION DE CHAMP MAGNÉTIQUE SANS UTILISER DES MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES

2.1.1. Calcul du champ produit par un solénoïde en n'importe quel point de l'espace

Ce problème est facile à résoudre numériquement avec un micro-ordinateur. On choisit un système d'axes Oxyz orthogonaux, Oz étant l'axe du solénoïde qui est parcouru par un courant I.

On peut alors calculer le champ créé par une spire de cote z_0 du solénoïde en un point P quelconque du plan yOz, ayant pour cotes $(0, r, z)$, en utilisant la formule de Biot et Savart (voir le § 1.1.1 du chapitre 2).

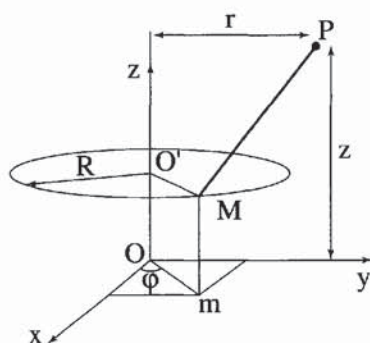


Figure 26.20
Calcul du champ créé par une spire en un point P quelconque

$d\mathbf{l}$, \mathbf{MP} et $d\mathbf{l} \times \mathbf{MP}$ ont pour coordonnées :

$$d\mathbf{l} \begin{vmatrix} -R \sin \varphi d\varphi \\ R \cos \varphi d\varphi \\ 0 \end{vmatrix} \quad \mathbf{MP} \begin{vmatrix} -R \cos \varphi \\ r - R \sin \varphi \\ z - z_0 \end{vmatrix} \quad d\mathbf{l} \times \mathbf{MP} \begin{vmatrix} (z - z_0) R \cos \varphi d\varphi \\ (z - z_0) R \sin \varphi d\varphi \\ (R - r \sin \varphi) R d\varphi \end{vmatrix}$$

et $MP^2 = R^2 + r^2 + (z - z_0)^2 - 2Rr \sin \varphi$, de sorte que :

$$B_y = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} (z - z_0) R \sin \varphi \left[R^2 + r^2 + (z - z_0)^2 - 2Rr \sin \varphi \right]^{-3/2} d\varphi$$

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} (R - r \sin \varphi) R \left[R^2 + r^2 + (z - z_0)^2 - 2Rr \sin \varphi \right]^{-3/2} d\varphi$$

Par raison de symétrie, $B_x = 0$.

Pour calculer le champ magnétique créé par le solénoïde de longueur l en n'importe quel point, il suffit donc de faire une triple intégration numérique, φ variant entre 0 et 2π , puis z_0 variant entre $-l/2 + d/2$ et $l/2 - d/2$, avec un pas égal à d , diamètre du fil constituant le solénoïde, et enfin R variant entre $d_1 + d/2$ et $d_2 - d/2$ avec un pas d , où d_1 et d_2 sont les diamètres intérieur et extérieur du solénoïde.

2.1.2. Le solénoïde

Champ maximal créé sans refroidissement inférieur à 0,1 tesla.

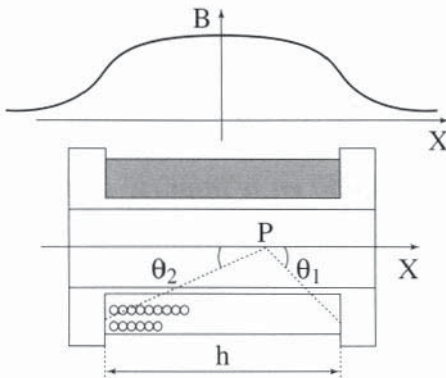


Figure 26.21

Solénoïde épais et sa carte de champ

hauteur du bobinage (mètre), θ_1 et θ_2 sont les angles sous lesquels on voit les bords du solénoïde depuis le point P.

Si le solénoïde est épais, on commet une erreur parfois non négligeable en considérant que θ_1 et θ_2 sont les angles sous lesquels on voit la spire moyenne aux 2 bords du solénoïde.

Pour un bobinage de densité de courant j , en utilisant les coordonnées réduites suivantes $a = a_2/a_1$, $b = 0,5h/a_1$, $c = z/a_1$ (a_1 et a_2 sont les rayons intérieur et extérieur du bobinage), l'expression du champ magnétique sur l'axe est la suivante :

$$\mu_0 H_z = \frac{\mu_0}{2} j a_1 \left\{ \begin{aligned} & (b+c) \operatorname{Ln} \frac{a + [a^2 + (b+c)^2]^{1/2}}{1 + [1 + (b+c)^2]^{1/2}} \\ & - (c-b) \operatorname{Ln} \frac{a + [a^2 + (c-b)^2]^{1/2}}{1 + [1 + (c-b)^2]^{1/2}} \end{aligned} \right\}$$

Pour un solénoïde allongé, on peut remarquer que le champ sur l'axe sur un bord du solénoïde est à peu près égal à la moitié du champ au centre.

2.1.3. La bobine supraconductrice

Champ magnétique pouvant atteindre actuellement 20 teslas.

C'est un solénoïde réalisé en fil supraconducteur bobiné sur un support en aluminium, en acier inoxydable ou en fibre de verre (figure 26.21). Le bobinage est imprégné dans une résine spéciale qui doit résister aux efforts électrodynamiques entre

On fait passer un courant I dans un bobinage réalisé souvent en fil de cuivre (faible résistivité, donc pertes par effet Joule réduites) émaillé (figure 26.21). En refroidissant le bobinage par une circulation d'eau, on peut atteindre des champs magnétiques de 0,4 tesla, voire davantage, au prix d'un encombrement croissant.

Le champ créé par un solénoïde mince en un point P de son axe, a pour expression : $B = \mu_0 n I (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) / 2h$ (tesla) où n désigne le nombre de spires, h la

conducteurs, les immobiliser parfaitement et garder de bonnes propriétés mécaniques à basse température.

Le fil d'une bobine est généralement constitué d'un grand nombre de filaments supraconducteurs (typiquement de 50 à 500 000 suivant les applications pour des conducteurs de section inférieure à 1 mm^2) noyés dans une matrice résistive qui est généralement du cuivre (figure 26.22).

Figure 26.22 - Section d'un fil supraconducteur.

Les petits cercles noirs sont les filaments



On utilise des supraconducteurs de 2^e espèce, car ils ont des champs critiques élevés : le flux magnétique y pénètre progressivement, au-delà d'un certain champ critique H_{c1} , par l'intermédiaire de zones cylindriques appelées vortex, d'axes parallèles au champ appliqué et ayant approximativement pour rayon la profondeur de pénétration. Le flux dans un vortex est égal au quantum de flux ϕ_0 (voir chapitre 19). Au-delà de H_{c1} , la croissance du champ entraîne l'augmentation du flux qui pénètre dans le supraconducteur, c'est-à-dire du nombre de vortex : ils doivent donc se réarranger dans l'espace (ils se rapprochent quand leur nombre augmente), ce qui donne lieu à une dissipation d'énergie. On réduit fortement les possibilités de déplacement des vortex, et donc l'énergie dissipée, en utilisant des filaments très fins, dont la taille varie entre quelques dizaines de nanomètres et quelques dizaines de microns.

Les densités de courant dépassent 500 A/mm^2 .

La bobine est maintenue à une température assez nettement inférieure à la température critique du matériau supraconducteur utilisé car le champ critique H_c du supraconducteur (qui doit être plus élevé que le champ que l'on veut produire), décroît quand la température s'élève.

Les supraconducteurs actuellement utilisés ont des températures critiques T_{crit} inférieures à 20 kelvin et sont refroidis dans un cryostat à hélium liquide (dont la température d'ébullition est 4,2 kelvin) :

NbTi : $T_{\text{crit}} = 9,5 \text{ K}$	$H_c = 12 \text{ teslas}$
champ maximum pratique à $T = 4,2 \text{ K}$:	$H_c \approx 9 \text{ teslas}$
Nb ₃ Sn : $T_{\text{crit}} = 18 \text{ K}$	$H_c \approx 22,5 \text{ teslas}$
champ maximum pratique à $T = 4,2 \text{ K}$:	$H_c \approx 19,5 \text{ teslas}$

Ces bobines sont souvent équipées d'un *court-circuit* en fil supraconducteur, branché en parallèle avec la bobine (figure 26.23), qu'on peut chauffer au-dessus de sa température critique pour le rendre résistif. Si on le laisse se refroidir alors qu'il y a du courant dans la bobine, le courant ainsi *piégé* continue à circuler sans dépense d'énergie et l'on peut même couper l'alimentation électrique de la bobine.

Le champ magnétique est proportionnel au courant qui le crée et on le mesure grâce à un shunt en série avec la bobine (figure 26.23).

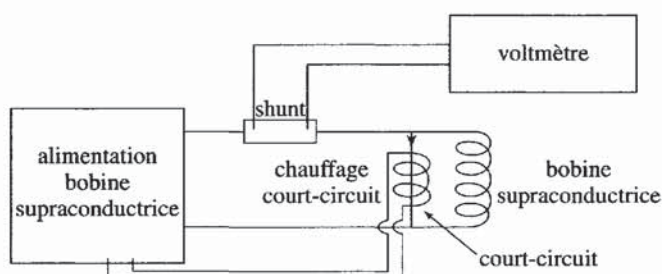


Figure 26.23 - Schéma électrique de branchement d'une bobine supraconductrice

L'utilisation des bobines supraconductrices est actuellement limitée aux laboratoires car l'hélium nécessaire au refroidissement des bobines coûte cher et pour cette raison, il circule en circuit fermé. L'hélium liquide en provenance d'un liquéfacteur est transféré dans le cryostat où se trouve la bobine supraconductrice. Il se vaporise assez rapidement en raison des diverses pertes (rayonnement, conduction), puis il est reliquéfié.

Une possibilité d'utilisation industrielle des bobines supraconductrices est apparue récemment : on refroidit à une température de 10 kelvin environ une bobine Nb_3Sn en utilisant un réfrigérateur mécanique en circuit fermé. Il n'y a alors plus besoin d'hélium liquide et l'appareil peut fonctionner toute l'année avec une maintenance réduite en produisant des champs magnétiques de 6, voire 10 teslas.

2.1.4 La bobine de Bitter

Champ magnétique : 25 teslas ou plus

Cette technique est développée dans certains laboratoires spécialisés. Il s'agit de bobines sans fer (pas de matériaux magnétiques). Les conducteurs sont des disques de cuivre empilés et percés de petits trous alignés verticalement pour permettre le refroidissement par un débit d'eau sous haute pression. Des courants de l'ordre de 10 000 ampères, avec des densités de courant très élevées atteignant 300 A/mm^2 , peuvent circuler dans les disques. La puissance électrique installée est souvent supérieure à 10 mégawatts. En effet, on peut montrer que le champ magnétique maximal, pour une géométrie donnée, est fonction de la racine carrée de la puissance P : $H \approx k(P)^{1/2}$. Cette approximation, souvent utile, s'applique à n'importe quel solénoïde.

2.1.5 Techniques hybrides

Pour créer un champ magnétique, on peut utiliser plusieurs sources de champ magnétique, utilisant ou non la même technique. Le champ total créé est la somme des différentes contributions (théorème de superposition). Ainsi, pour créer un champ statique de 38 teslas (record du monde), on utilise une grosse bobine supraconductrice NbTi qui crée un champ de 10 teslas. Cette bobine est installée dans un cryostat torique qui

a un trou central d'environ 50 cm de diamètre dans lequel on place une bobine de Bitter qui crée un champ de 28 teslas.

2.1.6 Champs pulsés

Champ magnétique jusqu'à environ 200 teslas

C'est une méthode largement utilisée dans le monde industriel qui, pour un coût pas trop élevé, permet de créer des champs importants pendant des temps assez brefs (de quelques microsecondes à quelques millisecondes suivant la conception du circuit et la puissance de l'installation). La technique la plus courante consiste à décharger un banc de condensateurs (énergie stockée par exemple 50 kJ sous 20 kV) dans une bobine. Pour créer un champ intense, il faut que l'énergie capacitive stockée $(1/2)CV^2$ soit grande et que l'inductance L de la bobine soit petite : à cette fin, la bobine peut être constituée d'une seule spire.

On résume les résultats : le courant créé est $I = I_0 \exp(-t/\tau) \sin \Omega t$ avec $\Omega = 2\pi/T$. T est proche de $T_0 = 2\pi(LC)^{1/2}$ et $1/T = (1/T_0)[1 - (T_0/2\pi\tau)^2]^{1/2}$ avec $\tau = 2L/R$.

On a : $I_0 = V(C/L)^{1/2} T/T_0$. En pratique, dans bien des cas : $I_0 \approx V(C/L)^{1/2}$.

Quelques ordres de grandeur pour un système 200 teslas : $C = 130 \mu F$ $V = 40 kV$
 Energie stockée : 100 kJ Courant maximal : $2,5 \times 10^6 A$ inductance interne : 20 nH
 résistance interne : 0,003 Ω temps de montée : 2,4 μs (quart de la période).

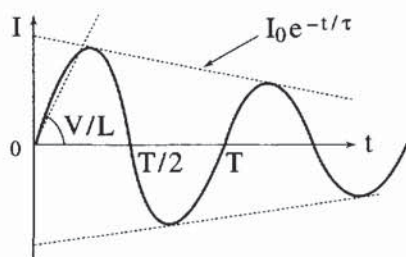


Figure 26.24 - Forme du courant de décharge d'un banc capacitif

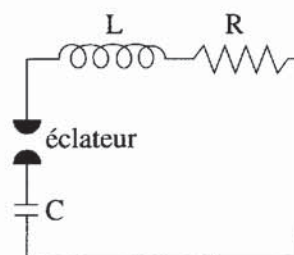


Figure 26.25 - Schéma de principe d'un système de production de champs pulsés

Si le matériau à aimanter est un matériau métallique, la variation très rapide du champ magnétique donne lieu à l'apparition de courants de Foucault qui s'opposent à la pénétration du champ magnétique.

Dans ces problèmes, le paramètre essentiel est l'épaisseur de peau δ qui est l'épaisseur de matériau métallique conduisant à une atténuation du champ électrique ou magnétique d'un facteur $1/e = 0,36$. Son expression déterminée dans le cas d'une symétrie cylindrique et d'un champ alternatif sinusoïdal est : $\delta = (2/\mu\sigma\Omega)^{1/2}$ où $\mu = \mu_0\mu_r$ est la perméabilité du matériau, σ la conductivité électrique et $\Omega = 2\pi f$, f étant la fréquence (ou l'inverse du temps caractéristique).

Récemment, cette technique a été appliquée aux microbobines capables de créer des champs notables (40 T) dans des volumes très réduits (voir figure 1.5 au chapitre 1).

2.2. PRODUCTION DE CHAMP MAGNÉTIQUE EN UTILISANT DES MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES

2.2.1. Quelques approximations utiles

On a vu au chapitre 2 que le champ créé par la matière pouvait se calculer comme en électrostatique à partir de masses magnétiques volumiques de densité : $\rho = -\text{div}(\mathbf{J})/\mu_0$ et de masses superficielles de densité $\sigma = \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}}/\mu_0$ où \mathbf{J} est la polarisation et $\hat{\mathbf{n}}$ le vecteur unitaire sortant de la surface du matériau. Comme nous allons le voir, le problème se simplifie fréquemment quand il n'y a pas de masses volumiques, c'est-à-dire si $\text{div}(\mathbf{J}) \approx 0$ ou si $\text{div}(\mathbf{J}) = 0$: ce dernier cas se produit si le matériau, placé dans un champ magnétique constant, est entouré par une surface du second ordre (sphère, ellipsoïde de révolution) ou bien si l'aimantation du matériau est héliomagnétique car, dans ces deux cas particuliers, la divergence de \mathbf{J} est rigoureusement nulle.

Approximation $\rho = -\text{div}(\mathbf{J})/\mu_0 \approx 0$

Elle représente une grande simplification pour 2 types très importants de matériaux :

♦ *Matériau doux et non saturé*

Dans ce cas, on a : $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}_i + \mathbf{J} = \mu \mathbf{H}_i = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}_i$, avec $\mu_r \gg 1$, \mathbf{H}_i champ interne et $\text{div}(\mathbf{B}) = \text{div}[\mathbf{J}(1 + 1/(\mu_r - 1))] = 0$.

Comme μ_r est souvent de l'ordre de 1 000 ou supérieur, on peut écrire : $\text{div}(\mathbf{J}) \approx 0$. On considérera donc que, dans un matériau de perméabilité assez élevée, il n'y a pas de masses volumiques. On a alors également : $\text{div}(\mathbf{H}_i) = \text{div}(\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_d) \approx 0$. Si le champ magnétique appliqué \mathbf{H}_0 est constant, il en résulte que : $\text{div}(\mathbf{H}_d) \approx 0$.

♦ *Aimant rigide*

On suppose un aimant rigide et parfait, c'est-à-dire : $\mathbf{J} \approx \mathbf{J}_0$, valeur constante de sorte que, dans ce cas encore : $\text{div}(\mathbf{J}) \approx 0$. Pour un aimant placé dans son seul champ démagnétisant, on en déduit : $\text{div}(\mathbf{H}_d) \approx 0$.

Approximation $\text{div}(\mathbf{H}_d) \approx 0$

On vient d'obtenir ce résultat dans 2 cas ; une conséquence est de permettre, par exemple, si l'on connaît la variation axiale H_{dz} du champ démagnétisant, d'en déduire le champ radial H_{dr} , au moins près de l'axe, en utilisant le théorème de Stokes :

$$\iiint \text{div}(\mathbf{H}_d) dv = \iint \mathbf{H}_d d\mathbf{S}.$$

On considère un disque d'épaisseur dz , perpendiculaire à l'axe z et de rayon a . On écrit que le flux de \mathbf{H}_d sortant de ce disque est nul :

$$2\pi a dz H_{dr}(z) + \pi a^2 [H_{dz}(z + dz) - H_{dz}(z)] = 0,$$

soit $H_{dr} = -(a/2)(dH_{dz}/dz)$.

Approximation $H_i \approx 0$ si μ_r est grand

Dans un matériau doux et non saturé, le champ interne $H_i = H_0 + H_d$ est généralement faible par rapport au champ appliqué et au champ démagnétisant (sauf dans le cas d'un circuit magnétique fermé). Deux conséquences possibles :

- ♦ si le champ externe H_0 est constant, le champ démagnétisant sera à peu près constant et pratiquement égal à $-H_0$,
- ♦ si H_0 n'est pas constant, le champ démagnétisant compensera ses variations.

2.2.2. Canalisation du flux - cas d'un circuit fermé

On admet couramment qu'un matériau magnétique de perméabilité élevée *canalise* le flux, c'est-à-dire qu'il se comporte comme un tube d'induction. Il est facile de comprendre le mécanisme, par ce calcul approximatif utilisant les masses magnétiques. On bobine une spire parcourue par un courant I sur un tore en matériau magnétique doux : on a vu au § 2.2.1 que $\text{div}(\mathbf{J}) \approx 0$ de sorte que l'on peut considérer qu'il n'y a pas de masses magnétiques volumiques.

On appelle H_0 le champ créé par la spire en l'absence de matériau magnétique, H_d le champ démagnétisant. Le champ résultant (ou champ interne) est $H_i = H_0 + H_d$. Au centre P_1 de la spire, le champ $H_0(P_1)$ est plus élevé que $H_0(P_2)$, P_2 étant le point diamétralement opposé sur le tore (figure 26.26). Dire que le flux est canalisé signifie que le champ interne $H_i(P_2)$ est pratiquement le même que $H_i(P_1)$ puisque c'est lui qui crée la polarisation et donc l'induction. Les masses magnétiques superficielles correspondant aux lignes de champ sortant du tore, créent un champ démagnétisant qui se retranche en P_1 et s'ajoute en P_2 au champ H_0 créé par la spire (figure 26.26).

La polarisation \mathbf{J} est la somme d'une composante tangentielle \mathbf{J}_t et d'une composante radiale faible \mathbf{J}_r : $\mathbf{J} = \mathbf{J}_t + \mathbf{J}_r$.

On suppose qu'entre P_1 et P_2 le champ interne décroît linéairement de sorte que : $dJ_t/dl = \mu_0(\mu_r - 1)(|H_i(P_2)| - |H_i(P_1)|)/\pi R$, où $2\pi R$ est la longueur de la corde.

On découpe le tore en disques minces de rayon a perpendiculaires à la corde du tore (figure 26.26). On considère que les faces d'un disque sont parallèles, cette approximation supposant $R \gg a$. En appliquant le résultat du § 2.2.1, on obtient la densité de masses superficielles :

$$\mu_0 \sigma = J_r = -0,5 a dJ_t/dl.$$

On calcule $H_d(P_2)$ par intégration numérique avec la formule :

$$H_d(P_2) = \iint \frac{\sigma \cos \phi \, ds}{4\pi M P_2^2}$$

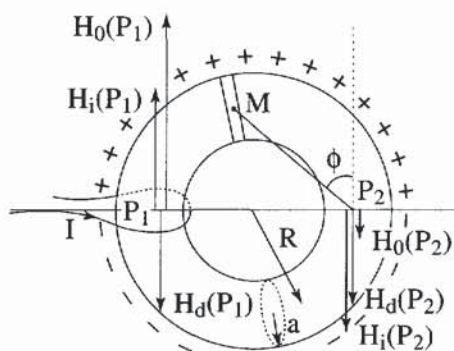


Figure 26.26
Canalisation du flux dans un tore
en matériau magnétique doux

où M est un point situé sur la surface du tore, $ds = 2\pi adl$ la surface latérale d'un disque et ϕ l'angle de MP_2 avec la perpendiculaire à P_1P_2 puisque, par symétrie $H_d(P_2)$ est perpendiculaire à P_1P_2 .

On trouve que l'écart relatif entre les champs en P_1 et P_2 est inversement proportionnel à la perméabilité relative du tore :

$$\frac{|H_i(P_2)| - |H_i(P_1)|}{|H_i(P_2)|} = \frac{1}{k\mu_r} \frac{|H_0(P_2)| - |H_0(P_1)|}{|H_0(P_2)| + |H_0(P_1)|}$$

avec $k \approx (0,5a/\pi R)(1 - 0,5a/R)$. Si μ_r est de l'ordre de 1000 et $a/R = 0,2$, ce calcul approximatif montre que l'écart relatif entre $H_i(P_2)$ et $H_i(P_1)$ est peu différent de $-1/k\mu_r$ et égal à $-0,035$ ce qui correspond à une bonne canalisation du flux à 96,5%.

Remarque - on vient de calculer le champ démagnétisant dans un tore. Il n'est nul que si le bobinage qui crée le champ est bobiné régulièrement sur le pourtour du tore

2.2.3. Canalisation du flux

Cas d'un circuit avec entrefer : l'électroaimant

Nous allons voir que la canalisation du flux est beaucoup moins bonne dès qu'il y a un entrefer. C'est le cas par exemple d'un dispositif très répandu, l'électroaimant.

Il est en effet possible de créer, avec un électroaimant, un champ magnétique variable atteignant ou dépassant 2 teslas dans un entrefer de quelques centimètres (on peut obtenir des champs de 3 T avec des pôles tronconiques en fer-cobalt).

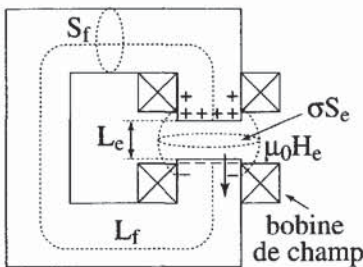


Figure 26.27
Schéma d'un électroaimant

Un enroulement de n spires parcouru par un courant I est bobiné sur une carcasse de fer doux cylindrique de section S_f (diamètre d) et de longueur l_f (figure 26.27). L'entrefer a une longueur l_e et une section égale à celle de la carcasse $S_e = S_f$. B_f est l'induction dans la carcasse loin des pôles. B_e est le champ moyen dans l'entrefer. Si la canalisation du flux était bonne, on aurait : $\phi_f = B_f S_f = B_e S_e$. En réalité, on observe :

$$\phi_f = B_f S_f = \sigma B_e S_e \quad (26.23)$$

où $\sigma (> 1)$ est le coefficient d'Hopkinson. L'induction au voisinage des pôles est donc B_f/σ . La valeur numérique de σ pour des pôles de section circulaire (diamètre d) peut être trouvée dans le traité de D. Hadfield [1] : $\sigma = 1 + 7l_e/d$.

Appliquons le théorème d'Ampère à un circuit comprenant la carcasse et l'entrefer :

$$H_f l_f + H_e l_e = nI \quad (26.24)$$

Pour écrire cette équation, on a fait 2 approximations :

- ♦ on a supposé que dans l'entrefer, le champ $H_e = B_e/\mu_0$ est à peu près constant, ce qui est d'autant plus vrai que l'entrefer est petit,

- ♦ et on a supposé que H_f est constant : en effet la carcasse, loin de l'entrefer, peut être considérée comme un tube d'induction de sorte que le champ $H_f = B_f/\mu_f$ qui crée cette induction est lui aussi à peu près constant.

On peut réécrire l'équation (26.24) en utilisant l'équation (26.23) :

$$B_e(\sigma l_f/\mu_f + l_e/\mu_0) = nI.$$

Si $\mu_f/\mu_0 \approx 500$ à $1\,000$, et $l_f/l_e \approx 10$ à 20 , et donc $\sigma l_f/\mu_f \ll l_e/\mu_0$, on obtient le résultat général (qui s'applique à nombre d'électroaimants) :

$$B_e \approx B_f/\sigma \approx \mu_0 n I / l_e \quad (26.25)$$

On a donc pratiquement, dans la région de l'entrefer, $\oint B_e dl_e \approx$ constante : la circulation du champ dans la zone des pièces polaires est constante ce qui veut dire qu'elles constituent des surfaces équipotentiellles avec une bonne approximation. Les lignes de champ sont donc normales à la surface des pièces polaires (tant qu'elles ne sont pas saturées, voir figure 26.28), ce qui résulte également de la loi de réfraction des lignes de champ. L'intérêt de cette remarque est de connaître le champ de fuite de l'électroaimant : si une ligne de champ entre les 2 pôles a une longueur 2 fois plus grande que l'entrefer, le champ moyen le long de cette ligne de champ sera 2 fois plus faible. On pourra notamment approximer les lignes de champ issues de la surface latérale des pôles par des demi-cercles. On comprend donc pourquoi, dans la région de l'entrefer, une bonne partie du flux $(1 - 1/\sigma) B_f S_f$ sort par les parois latérales de la carcasse : environ 40% si $l_e = 0,1$ d.



Figure 26.28 - Lignes de champ d'électroaimants ayant des pièces polaires plates ou tronconiques

La formule (26.24) peut s'écrire : $\phi (L_f/\mu_f S_f + L_e/\mu_0 S_e') = nI$ avec $S_e' = \sigma S_e$. On appelle réluctance \mathcal{R} la quantité $L/\mu S$ (voir § 1.5 du chapitre 2). Pour faire la correspondance avec la loi d'Ohm, la quantité nI (appelée encore force magnétomotrice \mathcal{E}) correspond à une tension et le flux ϕ correspond à l'intensité I . L'équation précédente s'écrit : $\mathcal{E} = (\mathcal{R}_f + \mathcal{R}_e)\phi$. On peut alors appliquer les résultats connus de la mise en série ou en parallèle de résistances aux réluctances. Bien sûr, il faut toujours vérifier *a posteriori* que les hypothèses faites concernant notamment la perméabilité de la carcasse magnétique sont bonnes.

A.N. - On veut créer une induction dans l'entrefer : $B_e = 1,8$ T avec $L_e = 0,04$ m. En utilisant la formule (26.25), on obtient : $nI = 57\,600$ ampères-tours.

Supposons que l'on utilise un courant de 20 ampères, le bobinage comportera 2 880 spires en conducteur de section 4 mm^2 de sorte que la section du bobinage sera

un peu plus grande que $4 \times 2880 \text{ mm}^2$, soit d'environ 125 cm^2 (figure 26.27). Cet électroaimant sera un appareil de taille assez importante.

On peut également évaluer grossièrement la puissance électrique nécessaire pour produire ce champ. On considère (figure 26.27) que la longueur moyenne d'une spire est $l \approx 60 \text{ cm}$. La résistance électrique du bobinage est donc : $R = \rho n l / S$ où $\rho = 1,8 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ est la résistivité électrique du cuivre de bobinage à la température ambiante. On trouve $R = 4 \Omega$. La puissance dissipée par effet Joule dans l'électroaimant est de 1600 W . Un refroidissement est donc nécessaire.

2.2.4. L'aimant

Champ magnétique créé : jusqu'à 1 tesla pour des montages classiques (2 teslas dans des cas particuliers).

Cette technique se développe très rapidement en raison surtout des progrès récents des aimants permanents. Les inductions obtenues atteignent ou dépassent en effet 1 T pour les aimants de type SmCo_5 ou $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ et les champs coercitifs peuvent être nettement supérieurs à 1 tesla . On pourra considérer que la perméabilité relative d'un aimant n'est guère supérieure à l'unité ($1 < \mu_r < 5$).

Pour calculer l'induction créée par un aimant de géométrie cylindrique (longueur l , section S) ayant une polarisation constante $J = J_0$, on peut remarquer qu'il est équivalent à un solénoïde (n spires, courant I) de même géométrie avec la correspondance : $\mu_0 n I / l \rightarrow J$ (polarisation magnétique), ou encore, ce qui revient au même : $\mu_0 n I S \rightarrow J V$ ($= \mu_0 m$, où m est le moment magnétique du matériau de volume V).

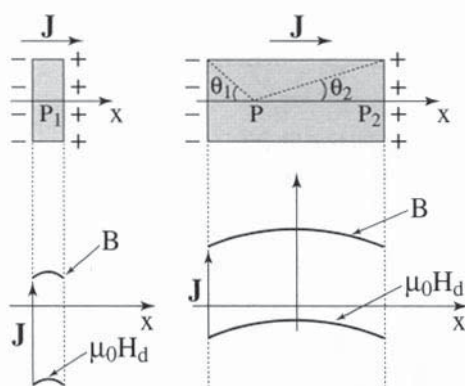


Figure 26.29 - Induction et champ démagnétisant dans des aimants de formes différentes

On suppose l'aimant rigide si bien qu'il n'y a pas de masses volumiques. Considérons un aimant cylindrique à base circulaire ayant son aimantation parallèle à l'axe du cylindre : des masses magnétiques superficielles $\sigma = \pm J / \mu_0$ apparaissent sur ses deux bases. Comme en électrostatique, le champ créé par un disque uniformément chargé en un point P de son axe est : $\mu_0 H = 2\pi J (1 - \cos \theta_1) / 4\pi$, où θ_1 est le demi-angle au sommet du cône sous lequel on voit le disque depuis P (figure 26.29).

Le champ démagnétisant total est donc :

$$\mu_0 H_d = -J[1 - (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) / 2] \quad (26.26)$$

de sorte que le coefficient de champ démagnétisant : $N = 1 - (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) / 2$ n'est pas constant.

L'induction est : $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}_d + \mathbf{J} = \mathbf{J} (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) / 2$ (tesla) (26.27)

On retrouve bien la formule du solénoïde. L'aimant ne constitue pas un tube d'induction puisque \mathbf{B} varie. En utilisant les formules (26.26) et (26.27), nous avons tracé (figure 26.29) le champ démagnétisant et l'induction sur l'axe en fonction de l'abscisse x , pour 2 aimants cylindriques réalisés dans le même matériau, l'un plat (en forme de disque circulaire) et l'autre plutôt allongé. On voit que l'induction créée en P_1 par l'aimant plat est environ 3 fois plus faible que l'induction créée en P_2 par l'autre aimant, où P_1 et P_2 sont situés sur les bases des cylindres.

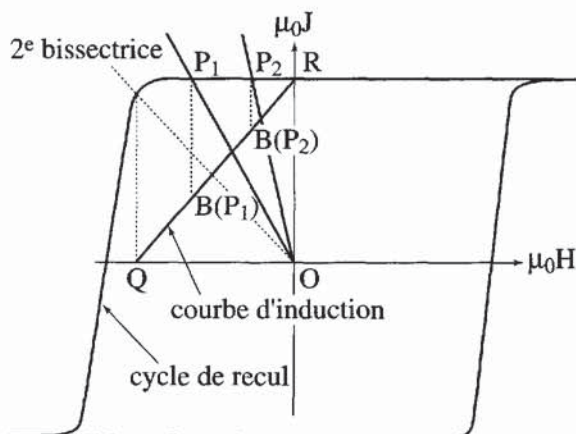


Figure 26.30 - Point de fonctionnement de 2 aimants de formes différentes

Les pentes des droites OP_1 et OP_2 sont $1/N_1$ et $1/N_2$.

On a supposé que l'intensité d'aimantation du cylindre est constante, c'est-à-dire que le matériau présente un cycle de recul presque horizontal de sorte que son aimantation dans son propre champ démagnétisant soit pratiquement constante.

Le point de fonctionnement d'un aimant est l'intersection de la droite d'équation : $J = -\mu_0 H_d / N$ où N est le coefficient de champ démagnétisant moyen, avec la courbe de recul (portion de la courbe d'aimantation du 2^e quadrant, voir figure 26.30).

La courbe d'induction est facile à obtenir à partir du cycle de recul puisque, pour un aimant placé dans son seul champ démagnétisant, $B = \mu_0 H_d + J = J(1 - N)$.

Pour $N = 0$ ($1/N \rightarrow \infty$), ce qui correspond à un échantillon très allongé, le point R de l'axe vertical est commun aux 2 courbes (aimantation, induction).

Pour $N = 1$ (2^e bissectrice - échantillon très plat) : $B = 0$ (point Q).

2.2.5. Aimant en U presque fermé

On considère un aimant de longueur l_a , de section S_a , à l'intérieur duquel le champ démagnétisant moyen est H_a . H_e est le champ dans l'entrefer de longueur l_e . Appliquons le théorème d'Ampère. Il n'y a pas de courant enlacé de sorte que : $H_a l_a + H_e l_e = 0$. Il est important de noter que H_a et H_e circulent en sens opposé.

Sur les 2 faces en regard de l'entrefer, les masses magnétiques superficielles ont une densité J_a (polarisation du matériau dans le champ H_a). Le champ magnétique créé par les masses magnétiques dans l'entrefer, calculé sur l'axe, est :

$$B_e = J_a [1 - (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) / 2] \text{ (tesla).}$$

Si $l_e^2 / S_a \ll 1$, on a approximativement $B_e = \mu_0 H_e \approx J_a$.

On peut remarquer dans cette approximation que le champ démagnétisant moyen est : $\mu_0 H_a = -J_a l_e / l_a$, c'est-à-dire que le coefficient de champ démagnétisant moyen est : $N = l_e / l_a$.

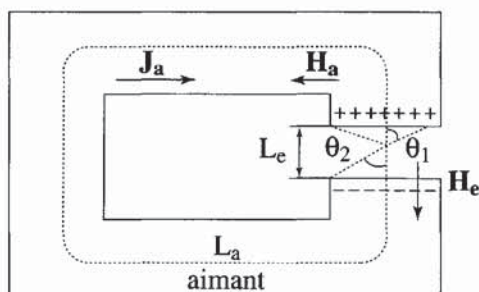


Figure 26.31 - Champ produit par un aimant en forme de U

On peut créer une induction supérieure à J_a en utilisant des pièces polaires tronconiques, si toutefois l'entrefer est suffisamment petit : l'induction obtenue peut être supérieure à J_a parce que, en plus des masses magnétiques J_a sur les faces planes des pièces polaires, il y a des masses magnétiques $J_a \sin \theta$ sur le tronc de cône de demi-angle au sommet θ . Avec des aimants SmCo_5 ou $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, ayant

éventuellement des dimensions centimétriques, on peut donc créer des champs atteignant ou dépassant 1 tesla.

2.2.6. Le cylindre magique

Champ magnétique créé : 2 tesla

Ce cylindre est constitué d'aimants en forme de segments trapézoïdaux (8 sur la figure 26.32) : dans chaque segment, le vecteur aimantation est constant. D'un segment au suivant, l'aimantation tourne à chaque fois de 90° . Le champ magnétique ainsi créé dans un certain volume à l'intérieur du cylindre est à peu près constant en module et en direction et est relativement élevé. On peut utiliser 2 cylindres concentriques pour créer un champ plus élevé. On peut également faire tourner, autour de leur axe, les deux cylindres en sens inverse : on crée ainsi un champ de direction donnée et d'amplitude variable.

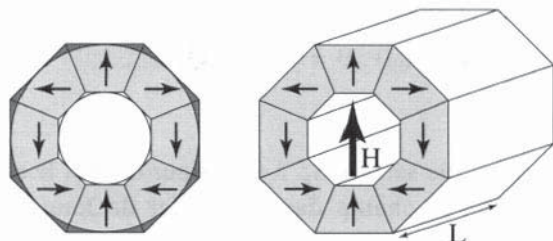


Figure 26.32
Cylindre magique

3. MESURE DU CHAMP MAGNÉTIQUE

On utilise généralement une sonde à effet Hall. D'autres méthodes, éventuellement plus sensibles mais aussi plus élaborées, peuvent être utilisées : une méthode élégante est le *Magnétomètre à porte de flux* ou "Flux gate magnetometer"; on peut également faire tourner à grande vitesse un petit bobinage dans le champ à mesurer : une tension apparaît proportionnelle à la vitesse et au champ de mesure.

3.1. SONDE À EFFET HALL

Sensibilité : généralement de 10^{-5} à 10^{-6} tesla.

Une sonde à effet Hall est un capteur de petites dimensions (de surface quelques mm^2), d'épaisseur très faible, réalisé en matériau semi-conducteur.

Un courant continu ou alternatif, stable, de quelques milliampères, est envoyé dans le capteur qui est alimenté en 4 fils pour ne pas mesurer, en plus de la tension de Hall, la chute de tension dans les fils. La tension, qui est proportionnelle au champ magnétique perçu par la sonde, peut être mesurée avec un voltmètre

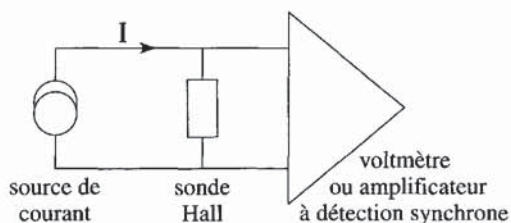


Figure 26.33 - Schéma de branchement d'une sonde à effet Hall

numérique. Si le courant d'alimentation est alternatif, on peut mesurer la tension avec un amplificateur à détection synchrone pour une meilleure résolution. Une sonde à effet Hall peut mesurer un champ magnétique continu ou alternatif. Toutefois, pour mesurer un champ alternatif, il faut utiliser un courant d'alimentation continu.

Qualités essentielles d'une sonde à effet Hall

On devrait mesurer, dans un champ nul, une tension nulle si la sonde était parfaite. Dans la pratique, on mesure une tension dite *tension d'offset* V_0 qui est faible pour les capteurs de bonne qualité (par exemple 1 mV pour une sonde ayant une sensibilité S de 100 mV/tesla de sorte que la tension mesurée est : $V = V_0 + SH$).

Pour une sonde ordinaire, S n'est pas rigoureusement constant et peut varier par exemple de 10% dans la gamme 0 à 2 tesla. La sensibilité atteint pour certaines sondes 2 volt/tesla, ce qui correspond à une résolution de 10^{-6} tesla si la mesure de la tension est effectuée au microvolt près.

Certaines sondes ont un coefficient de température faible ($\approx 10^{-4}$ /kelvin) ce qui permet d'éviter un étalonnage de la sonde en fonction de la température. La gamme de température d'utilisation des sondes ordinaires est de -55° à $+100^\circ\text{C}$. Pour des mesures à plus basse température, on peut souvent se contenter de sondes ordinaires car les sondes dites *cryogéniques* sont fort chères.

3.2. MAGNÉTOMÈTRE À PORTE DE FLUX OU "FLUX GATE"

Sensibilité : elle dépend beaucoup de l'appareil et peut atteindre 10^{-9} tesla.

Le terme français "magnétomètre à porte de flux" n'est guère usité. Cet appareil est constitué le plus souvent d'un barreau allongé, ayant donc un coefficient de champ démagnétisant N petit, de section S , en matériau de forte perméabilité μ_r . L'appareil mesure la composante H_0 du champ parallèle à l'axe du barreau. Sur le barreau sont bobinés 2 enroulements :

- ♦ un enroulement d'excitation à la fréquence $f = \omega/2\pi$ dans lequel passe un courant : $i = I_0 \sin \omega t$. Ce courant crée un champ magnétique alternatif : $H = H_a \sin \omega t$, d'amplitude suffisante pour aimanter alternativement à saturation le barreau,
- ♦ et un secondaire (ou bobinage de mesure) qui comporte n spires. La tension qui apparaît à ses bornes vaut : $V_s = nS dB/dt$, où l'induction B résulte du champ appliqué $H_0 + H$.

La figure 26.34 montre différents modes de réalisation d'un flux gate. Comme on le voit sur la figure 26.34-a, le primaire et le secondaire peuvent être confondus

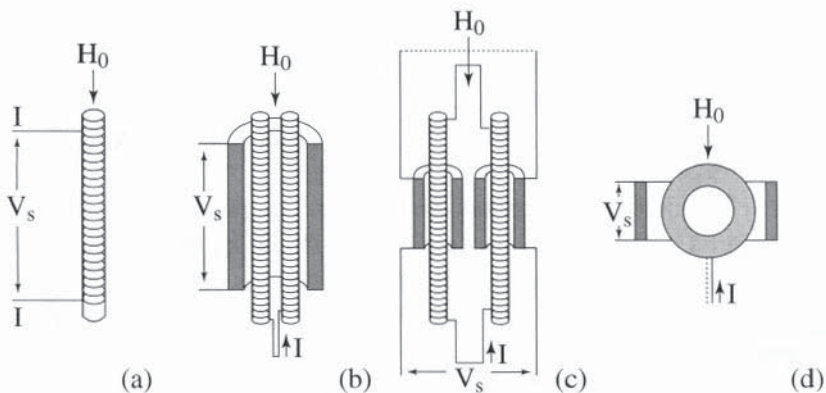


Figure 26.34 - Différents modes de réalisation d'un magnétomètre à porte de flux (flux gate)

En l'absence de champ extérieur H_0 , la tension qui apparaît aux bornes du bobinage de mesure présente des pics positifs et négatifs à intervalles π/ω , correspondant à un signal de fréquence f . Ces pics correspondent au retournement de l'aimantation du barreau ou, ce qui revient au même, à la variation de sa perméabilité apparente.

Lorsque le champ magnétique extérieur n'est plus nul, les pics n'apparaissent plus à intervalles égaux : aux temps $0, 2\pi/\omega, 4\pi/\omega$, etc., les pics sont retardés par exemple (courbe en pointillés de la figure 26.35), alors qu'ils sont avancés aux multiples impairs de π/ω . Un signal, proportionnel à H_0 , apparaît à la fréquence $2f$.

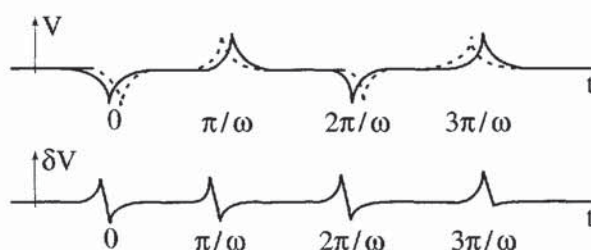


Figure 26.35 - Signal de sortie d'un Magnétomètre à vanne de flux (flux gate)

Courbe en traits pleins : signal de sortie du flux gate dans un champ nul. La fréquence du signal est f . Courbe en pointillés : signal de sortie dans un champ H_0 . Diagramme différence entre les 2 courbes précédentes: la fréquence du signal est $2f$.

Le flux correspondant au champ extérieur $H_0 + H$ dans le barreau a pour expression : $\phi = BS = [\mu_0 (H + H_d + H_0) + J] S$, où $H_d = -N J$ est le champ démagnétisant de sorte que : $\phi = BS = [\mu_0 (H + H_0) + J(1 - N)] S$. Si l'on écrit J sous la forme (voir équation 26.6) : $J = \mu_0 (\mu_r - 1)(H_0 + H) / [1 + N(\mu_r - 1)]$. On obtient :

$$\phi = BS = \mu_0 (H + H_0) \left\{ 1 + (1 - N) (\mu_r - 1) / [1 + N(\mu_r - 1)] \right\} S.$$

Pour calculer la tension induite dans le bobinage à la fréquence $2f$, on dérive par rapport au temps le terme proportionnel à H_0 :

$$\frac{dB}{dt} = \mu_0 H_0 \frac{(1 - N) d\mu_r / dt}{[1 + N(\mu_r - 1)]^2}$$

soit :

$$\frac{dB}{dt} \approx \mu_0 H_0 \frac{d\mu_r / dt}{[1 + N(\mu_r - 1)]^2}$$

La tension du secondaire est mesurée, à la fréquence $2f$, à l'aide d'une détection synchrone, ce qui permet d'éliminer le signal à la fréquence f et donc d'obtenir le diagramme différence de la figure 26.35.

RÉFÉRENCE

- [1] D. HADFIELD, Permanent magnets and magnetism (1962) Iliffe Books Ltd, London.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

ANNEXE 1

SYMBOLES UTILISÉS DANS LE TEXTE

- a** : Paramètre de réseau ; k_a , M_a : 10^3 , 10^6 années (chapitre 24). \mathcal{A} : Aire d'une surface.
- A** : Nombre de nucléons ; $A_{\text{éch}}$: Constante d'échange ; \mathbf{A} : Potentiel vecteur magnétique.
- B** : Induction magnétique ; $B_1, B_2, \dots B^{\mu, \ell}$: Coefficients de couplage magnétoélastique.
- \mathcal{B} : Fonction de Brillouin.
- c** : Vitesse de la lumière ; paramètre de réseau ; c_{ij} , c_{ij}^{μ} : Modules d'élasticité.
- C** : Capacité d'un condensateur, chaleur spécifique ; \mathcal{C} : Constante de Curie.
- d** : Densité, distance.
- e** : Espacement, f.é.m ; $-e$: Charge de l'électron ; e : Potentiel électrique.
- E** : Densité d'énergie ; E_F : Énergie de Fermi. \mathbf{E} : Champ électrique.
- \mathcal{E} : Force magnétomotrice ; énergie.
- f** : Fonction, fréquence.
- F** : Densité d'énergie libre ; \mathbf{F} : Force.
- \mathcal{F} : Énergie libre.
- g** : Accélération de la pesanteur ; g , g_J : Facteur de Landé.
- G** : Module de cisaillement, densité d'enthalpie libre ; \mathcal{G} : enthalpie libre (fonction de Gibbs).
- h** : Constante de Planck $\{\hbar = h/2\pi\}$.
- H** : Champ magnétique ; H_C : Champ coercitif ; H_{crit} : Champ critique ;
 H_A : Champ d'anisotropie ; H_d : démagnétisant ; H_0 : Champ appliqué (extérieur) ;
 H_{mat} : Champ créé par la matière ; H_{mol} : Champ moléculaire.
- \mathcal{H} : Hamiltonien.
- i** : Courant électrique instantané ; I : Courant électrique efficace.
- j** : Densité de courant électrique ; j : Nombre imaginaire.
- J** : Opérateur moment angulaire total (en unités de \hbar) ; $\mathbf{J} (= \mathbf{B} - \mu_0 \mathbf{H})$: Polarisation magnétique.
- \mathcal{J} : Intégrale d'échange ; J, j_l : Nombre quantique de moment angulaire total.
- k** : Vecteur d'onde ; k_B : Constante de Boltzmann.

- K_i : Constantes d'anisotropie magnétocristalline.
- L : Auto-inductance ; L_i : Nombre quantique de moment angulaire orbital.
- \mathbf{L}, ℓ : Opérateur moment angulaire orbital (en unités de \hbar).
- \mathbf{L} : Moment cinétique ($= \mathbf{r} \times \mathbf{p}$).
- \mathcal{L} : Fonction de Langevin.
- m : Masse ; m : Aimantation réduite ($= M(T, H)/M(0, 0)$).
- \mathbf{m} : Moment magnétique élémentaire ; $\mathbf{m}_{\text{eff}}, \mathbf{m}_o, \mathbf{m}_s$: Moment magnétique effectif, orbital, de spin.
 m : Moment magnétique (module).
- M : Inductance mutuelle ; M_J, M_L, M_S, m_i : Nombre quantique magnétique.
- \mathbf{M} : Aimantation ($\mathbf{M} = d\mathbf{m}/dV$) ; M_s : Aimantation spontanée ; $M_0 : M_s (T = 0 \text{ K})$.
- n, n_i : Nombre quantique principal ; n_{ij} : Coefficient de champ moléculaire.
- N : Coefficient de champ démagnétisant ; Nombre d'Avogadro.
- p : Pression.
- \mathbf{p} : Quantité de mouvement ($= m\mathbf{v}$).
- P : Puissance.
- q : Charge électrique ; q_m : masse magnétique.
- Q : Quantité d'électricité, facteur de qualité, coefficient magnéto-optique.
- R : Résistance électrique ; R_H : coefficient de Hall.
- \mathcal{R} : Reluctance ; \mathfrak{R}_{ij} : Composantes de la rotation ($i \neq j$).
- $[s_{ij}]$: Tenseur des complaisances (*en anglais : compliance*) élastiques (notation contractée).
- S : Entropie par unité de volume ; Surface.
- \mathbf{S} : Opérateur de spin (en unités de \hbar) ; S, s_i : Nombre quantique de spin.
- t : Temps.
- T : Période, température ; T_N : Température de Néel ; T_C : Température de Curie.
- T_{crit} : Température critique (par exemple supraconductrice) ; T_{comp} : Température de compensation.
- u : Différence de potentiel ; U : Différence de potentiel efficace.
- \mathbf{u} : Vecteur déplacement ; u_{ij} : Gradient de déplacement.
- U : Densité d'énergie interne ; U : Différence de potentiel magnétique.
- \mathcal{U} : Energie interne.
- \mathbf{v} : Vitesse.
- $\hat{\mathbf{v}}$: Vecteur unitaire (exemple : $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{OM}/|\mathbf{OM}|$).
- V : Volume, potentiel électrique.

- \mathcal{V} : Potentiel magnétique.
 w : Coefficient de champ moléculaire.
 W : Travail.
 Y : Module d'Young.
 Z : Impédance électrique, numéro atomique.
- α : Coefficient d'amortissement ; α_T : Coefficient de dilatation thermique linéaire.
 α_i : Cosinus directeurs de l'aimantation.
 β_i : Cosinus directeurs de la direction d'observation.
 γ_i : Cosinus directeurs de la direction d'application d'une contrainte.
 γ : Rapport gyromagnétique ; γ_p : Densité d'énergie superficielle d'une paroi.
 $[\gamma_{ij}]$: Tenseur de conductivité électrique.
 Γ : Moment d'un couple de forces.
 δ_p : Epaisseur de paroi. δ_{ij} : Symbole de Kronecker.
 ϵ : Permittivité ; ϵ_0 : Permittivité du vide ; ϵ , $[\epsilon_{ij}]$: Tenseur de permittivité.
 η_p : Coefficient de frottement visqueux. $[\eta_{ij}]$: Tenseur des déformations.
 Θ_p : Température de Curie paramagnétique.
 κ : Compressibilité.
 λ : Longueur d'onde, paramètre de couplage spin-orbite ; élongation ; λ_s , λ^α , $\lambda^{\mu,\ell}$: Coefficient de magnétostriction ($\mu = \gamma, \delta, \epsilon, \zeta \dots$; $\ell = 2, 4, \dots$).
 Λ : Perméance
 μ : Perméabilité magnétique ; μ_0 : Perméabilité du vide ; μ_r : Perméabilité relative.
 μ_B : Magnéton de Bohr.
 ν : Coefficient de Poisson ; fréquence.
 ξ : Torsion ; longueur de cohérence.
 ρ : Masse volumique, résistivité ; ρ_e : Charge volumique ; ρ_m : Densité de masses magnétiques.
 $[\rho_{ij}]$: Tenseur de résistivité électrique.
 σ : Densité superficielle de charge électrique ; moment magnétique spécifique ($\sigma = m/m$) ; nombre quantique de spin.
 σ_m : Densité superficielle de masse magnétique.
 $[\sigma_{ij}]$: Tenseur de contraintes mécaniques ; σ : Tenseur de conductivité.
 τ : Temps de relaxation.

Φ : Flux magnétique.

χ : Susceptibilité magnétique (χ_p, χ_d : paramagnétique, diamagnétique).

$\psi(\mathbf{r})$: Fonction d'onde électronique $\{\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ pour une onde de Bloch}.

ω : Pulsation, variation relative de volume ; ω_L : Pulsation de Larmor.

ω : Vitesse angulaire.

Les vecteurs et les tenseurs sont représentés en gras. Par exemple : $\mathbf{r}_{\mathbf{IJ}}$ = vecteur $\overrightarrow{\mathbf{IJ}}$.

Le module d'un vecteur \mathbf{V} s'écrit : $|\mathbf{V}|$.

Les vecteurs unitaires sont désignés par un accent circonflexe (exemple : $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{OM}/|\mathbf{OM}|$).

Le produit vectoriel est noté : $\mathbf{A} \times \mathbf{B}$.

ANNEXE 2

UNITÉS ET CONSTANTES UNIVERSELLES

CONVERSION DES UNITÉS MKSA EN SYSTÈME CGS ET AUTRES SYSTÈMES D'UNITÉS D'USAGE COURANT

Longueur (mètre) : $1 \text{ m} = 10^2 \text{ cm} = 39,37 \text{ " (inch)} = 10^{10} \text{ angström (Å)}$.

Force (newton) : $1 \text{ N} = 10^5 \text{ dyne} = 0,102 \text{ kgf}$.

Energie (joule) : $1 \text{ J} = 10^7 \text{ erg} = 0,7243 \times 10^{23} \text{ K} = 0,6241 \times 10^{19} \text{ eV}$.

Densité d'énergie : $1 \text{ J/m}^3 = 10 \text{ erg/cm}^3$.

Puissance (watt) : $1 \text{ W} = 10^7 \text{ erg/s} = 1,359 \times 10^{-3} \text{ Ch} = 1,340 \times 10^{-3} \text{ hp}$.

Pression (pascal) : $1 \text{ Pa} = 10 \text{ barye} = 10^{-5} \text{ bar} = 1,02 \times 10^{-5} \text{ kg.cm}^{-2}$
 $= 7,49 \times 10^{-3} \text{ torr} = 1.45 \times 10^{-4} \text{ psi (pound per square inch)}$.

Induction magnétique (tesla) : $1 \text{ T} = 10^4 \text{ gauss} (= 1 \text{ Wb/m}^2)$.

La grandeur B peut s'appeler indifféremment induction magnétique, champ d'induction magnétique ou densité de flux magnétique.

Champ magnétique (ampère/mètre) : $1 \text{ A/m} = 4\pi \times 10^{-3} \text{ œrsted}$.

Le champ magnétique H est souvent exprimé en unités de $\mu_0 H$, donc en tesla (T) ou en son sous-multiple, le gamma (γ) qui vaut 10^{-9} T . Un champ de 1 A/m correspond à $1,2566 \mu\text{T}$.

Aimantation (ampère/mètre) : $1 \text{ A/m} = 10^{-3} \text{ uem/cm}^3$.

Moment magnétique (ampère-mètre carré) : $1 \text{ A.m}^2 = 10^3 \text{ uem}$.

Moment magnétique spécifique : $1 \text{ A.m}^2/\text{kg} = 1 \text{ uem/g}$.

On notera que, parfois, l'aimantation (M) le moment magnétique (m) et le moment magnétique spécifique (σ) s'expriment respectivement en tesla, en Weber-mètre et en Weber-mètre par kilogramme : la raison en est que nous avons adopté pour définition de l'aimantation (dM/dV) : $M = B/\mu_0 - H$, alors que certains auteurs appellent "aimantation" la grandeur $B_i = J = B - \mu_0 H$ que la norme française (NF X 02-205 d'août 1985) désigne par le terme de "polarisation magnétique".

Température : il convient de retrancher 273,15 aux degrés Kelvin (K) pour connaître la température en degrés Celsius ou centigrades ($^{\circ}\text{C}$).

QUELQUES VALEURS NUMÉRIQUES UTILES

Grandeur	Valeur numérique
Vitesse de la lumière, c	$2,9979 \times 10^8 \text{ m/s}$
Perméabilité du vide, μ_0	$4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$
Permittivité du vide, $\epsilon_0 = 1/c^2\mu_0$	$8,8542 \times 10^{-12} \text{ F/m}$
Constante de Planck, h	$6,6261 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
$\hbar = h/2\pi$	$1,0546 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
Accélération de la pesanteur, g	$9,8066 \text{ m/s}^2$
Masse au repos de l'électron, m	$9,1094 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Charge de l'électron, e	$1,6022 \times 10^{-19} \text{ C}$
Magnéton de Bohr, $\mu_B = e\hbar/2m$	$9,2742 \times 10^{-24} \text{ A.m}^2$
Quantum de flux, $h/2e$	$2,0678 \times 10^{-15} \text{ Wb}$
Nombre d'Avogadro, N	$6,0221 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Constante de Boltzmann, k_B	$1,3807 \times 10^{-23} \text{ J/degré}$

ANNEXE 3

TABLEAU PÉRIODIQUE DES ÉLÉMENTS

Dans les cellules du tableau ci-dessous, pour chaque élément, la première ligne indique son symbole, avec en exposant son numéro atomique, la deuxième ligne sa masse atomique, la troisième ligne son état spectroscopique fondamental à l'état d'atome neutre, et enfin la quatrième ligne le degré d'occupation des couches électroniques les plus externes, toujours à l'état d'atome neutre.

H^1 1,008 $1s^1$	élément — H^1 — N° atomique masse atomique — 1,008 $2s_{1/2}$ — état spectroscopique $1s^1$ peuplement des orbitales électroniques																He^2 4,003 $1s^2$	
Li^3 6,940 $2s_{1/2}^2 2s^1$	Be^4 9,012 $1s_0^1 2s^2$												B^5 10,811 $2p_{1/2}^2 2p^1$	C^6 12,011 $3p_0^1 3p^2$	N^7 14,007 $4s_{3/2}^2 2p^3$	O^8 15,999 $3p_2^2 2p^4$	F^9 18,998 $2p_{3/2}^2 2p^5$	Ne^{10} 20,180 $1s_0^1 2p^6$
Na^{11} 22,990 $2s_{1/2}^2 3s^1$	Mg^{12} 24,305 $1s_0^1 3s^2$												Al^{13} 26,982 $2p_{1/2}^2 3p^1$	Si^{14} 28,086 $3p_0^1 3p^2$	P^{15} 30,974 $4s_{3/2}^2 3p^3$	S^{16} 32,060 $3p_2^2 3p^4$	Cl^{17} 35,453 $2p_{3/2}^2 3p^5$	Ar^{18} 39,948 $1s_0^1 3p^6$
K^{19} 39,100 $2s_{1/2}^2 3d^4 4s^1$	Ca^{20} 40,08 $1s_0^1 3d^0 4s^2$	Sc^{21} 44,95 $2d_{3/2}^2 3d^1 4s^2$	Ti^{22} 47,90 $3f_2^2 3d^2 4s^2$	V^{23} 50,941 $4f_{3/2}^2 3d^3 4s^2$	Cr^{24} 51,996 $5s_{3/2}^2 3d^4 4s^1$	Mn^{25} 54,938 $6s_{3/2}^2 3d^5 4s^2$	Fe^{26} 55,847 $5d_4^1 3d^6 4s^2$	Co^{27} 58,933 $7f_{9/2}^2 3d^7 4s^2$	Ni^{28} 58,70 $8f_{9/2}^2 3d^8 4s^2$	Cu^{29} 63,546 $2s_{1/2}^2 1s_0^1 3d^{10} 4s^1$	Zn^{30} 65,38 $1s_0^1 3d^{10} 4s^2$	Ga^{31} 69,72 $2p_{1/2}^2 4p^1$	Ge^{32} 72,59 $3p_0^1 4p^2$	As^{33} 74,922 $4s_{3/2}^2 4p^3$	Se^{34} 78,96 $3p_2^2 4p^4$	Br^{35} 79,904 $2p_{3/2}^2 4p^5$	Kr^{36} 83,80 $1s_0^1 4p^6$	
Rb^{37} 85,47 $2s_{1/2}^2 4d^5 5s^1$	Sr^{38} 87,62 $1s_0^1 4d^0 5s^2$	Y^{39} 88,906 $2d_{3/2}^2 4d^1 5s^2$	Zr^{40} 91,22 $3f_2^2 4d^2 5s^2$	Nb^{41} 92,906 $6d_{1/2}^2 4d^3 5s^1$	Mo^{42} 95,94 $7s_3^1 4d^5 5s^2$	Tc^{43} 98 $8f_{9/2}^2 4d^6 5s^2$	Ru^{44} 101,07 $3f_5^1 4d^7 5s^1$	Rh^{45} 102,91 $4f_{9/2}^2 4d^8 5s^1$	Pd^{46} 106,4 $1s_0^1 4d^{10} 5s^0$	Ag^{47} 107,87 $2s_{1/2}^2 1s_0^1 4d^{10} 5s^1$	Cd^{48} 112,40 $1s_0^1 4d^{10} 5s^2$	In^{49} 114,82 $2p_{1/2}^2 5p^1$	Sn^{50} 118,69 $3p_0^1 5p^2$	Sb^{51} 121,75 $4s_{3/2}^2 5p^3$	Te^{52} 127,60 $3p_2^2 5p^4$	I^{53} 126,90 $2p_{3/2}^2 5p^5$	Xe^{54} 131,30 $1s_0^1 5p^6$	
Cs^{55} 132,91 $2s_{1/2}^2 5d^0 6s^1$	Ba^{56} 137,34 $1s_0^1 5d^0 6s^2$	La^{57} 138,91 $2d_{3/2}^2 5d^1 6s^2$	Hf^{72} 178,49 $3f_2^2 5d^2 6s^2$	Ta^{73} 180,95 $4f_{3/2}^2 5d^3 6s^2$	W^{74} 183,85 $5d_0^1 5d^4 6s^2$	Re^{75} 186,21 $6s_{3/2}^2 5d^5 6s^2$	Os^{76} 190,2 $7d_4^1 5d^6 6s^2$	Ir^{77} 192,22 $4f_{9/2}^2 5d^7 6s^2$	Pt^{78} 195,09 $3d_3^1 5d^8 6s^1$	Au^{79} 196,97 $2s_{1/2}^2 1s_0^1 5d^{10} 6s^1$	Hg^{80} 200,59 $1s_0^1 5d^{10} 6s^2$	Tl^{81} 204,37 $2p_{1/2}^2 6p^1$	Pb^{82} 207,2 $3p_0^1 6p^2$	Bi^{83} 208,98 $4s_{3/2}^2 6p^3$	Po^{84} ~ 209 $3p_2^2 6p^4$	At^{85} ~ 210 $2p_{3/2}^2 6p^5$	Rn^{86} ~ 222 $1s_0^1 6p^6$	
Fr^{87} ~ 223 $6d^{10} 7s^1$	Ra^{88} 226,03 $1s_0^1 6d^0 7s^2$	Ac^{89} ~ 227 $2d_{3/2}^2 6d^1 7s^2$																
			Ce^{58} 140,12 $3f_4^1 5d^1 6s^2$	Pr^{59} 140,91 $4f_{9/2}^1 5d^0 6s^2$	Nd^{60} 144,24 $5f_4^1 5d^0 6s^2$	Pm^{61} ~ 145 $4f_6^1 5d^0 6s^2$	Sm^{62} 150,35 $7f_0^1 5d^0 6s^2$	Eu^{63} 151,96 $8f_{7/2}^2 5d^0 6s^2$	Gd^{64} 157,25 $9d_2^1 5d^1 6s^2$	Tb^{65} 158,92 $3h_{17/2}^1 4f_8^1 5d^1 6s^2$	Dy^{66} 162,50 $7j_{10}^1 4f_9^1 5d^1 6s^2$	Ho^{67} 164,93 $6k_{10}^1 5d^1 6s^2$	Er^{68} 167,26 $5k_{10}^1 5d^1 6s^2$	Tm^{69} 168,93 $2f_{7/2}^2 4f_{13}^1 5d^0 6s^2$	Yb^{70} 173,04 $1s_0^1 4f_{14}^1 5d^0 6s^2$	Lu^{71} 174,97 $2d_{3/2}^2 4f_{14}^1 5d^1 6s^2$		
			Th^{90} 232,04 $3f_2^1 5f_0^1 6d^2 7s^2$	Pa^{91} 231,04 $4f_{3/2}^2 5f_2^1 6d^1 7s^2$	U^{92} 238,03 $3l_6^1 5f_3^1 6d^1 7s^2$	Np^{93} 237,05 $5f_6^1 6d^1 7s^2$	Pu^{94} ... $5f_6^1 6d^1 7s^2$	Am^{95} ... $5f_6^1 6d^1 7s^2$	Cm^{96} ... $5f_6^1 6d^1 7s^2$	Bk^{97} ... $5f_6^1 6d^1 7s^2$	Cf^{98} ... $5f_6^1 6d^1 7s^2$	Es^{99} ... $5f_6^1 6d^1 7s^2$	Fm^{100} ... $5f_6^1 6d^1 7s^2$	Md^{101} ... $5f_6^1 6d^1 7s^2$	No^{102} ... $5f_6^1 6d^1 7s^2$	Lw^{103} ... $5f_6^1 6d^1 7s^2$		

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

ANNEXE 4

SUSCEPTIBILITÉS MAGNÉTIQUES

Nous présentons ici les susceptibilités magnétiques (MKSA) de diverses substances dites "non-magnétiques" : éléments purs solides et liquides, et matériaux d'usage courant : alliages, matières plastiques, verres et céramiques. Les mesures ayant été le plus souvent publiées en unités cgs de susceptibilité spécifique (χ_{cgs}), nous précisons la valeur de la densité qui a été utilisée pour calculer la susceptibilité en unités MKSA (χ est sans dimensions avec notre convention de définition de l'aimantation et s'exprime simplement par : $\chi = 4\pi \cdot d \cdot \chi_{\text{cgs}}$ où d est la densité exprimée en g/cm^3).

Nous commençons par les substances diamagnétiques et poursuivons par les substances paramagnétiques.

Tableau A 4.1 - Susceptibilité de quelques éléments purs diamagnétiques ($\times 10^6$)

Élément	d g cm^{-3}	$-\chi$	Élément	d g cm^{-3}	$-\chi$	Élément	d g cm^{-3}	$-\chi$
Ag	10,492	25	Au	18,88	34	B	2,535	20
Bi	9,78	165	C- diamant	3,52	22	Cd	8,65	19
Cu	8,933	11,8	Ga	5,93	23	Ge	5,46	7,25
H ₂	0,0763	2,6	Hg	14,2	29	I	4,94	22
In	7,28	51	P-rouge	2,20	20	Pb	11,342	16
S (α)	2,07	12,6	S (β)	1,96	11,4	Sb	6,62	67
Se	4,82	19	Si	2,42	3,4	Sn-gris	7,30	29
Te	6,25	24	Tl (α)	11,86	37	Zn	6,92	15

Tous les éléments ci-dessus ont été étudiés à l'état solide à l'exception de l'hydrogène et du mercure qui sont à l'état liquide (en grisé). Ces données ont été mesurées à température ambiante, à l'exception de l'hydrogène, mesuré à 13 K. Pour l'essentiel, ces données proviennent des Tables de Constantes et Données Numériques [1]. Sur l'exemple du cuivre, on peut vérifier [2] que les variations thermiques de χ restent très faibles de 4.2 K à 300 K.

**Tableau A 4.2 - Susceptibilité à température ambiante
de quelques matériaux diamagnétiques d'usage courant ($\times 10^6$)**

Matériau	d g cm ⁻³	- χ	Matériau	d g cm ⁻³	- χ	Matériau	d g cm ⁻³	- χ
CuSn5	8,9	11	CuSn12	8,9	14	CuSn20	8,8	19
CuZn10	8,9	12	CuZn20	8,9	16	CuZn40	8,9	24
Corning7052	2,27	8	Zerodur	2,52	12	Plexiglas	1,19	9
Polyéthylène	0,923	10	Polyimide	1,43	9	PTFE	2,15	10
Alumine	3,87	12	Macor	2,52	11	Silice	2,21	12

Les bronzes (première ligne) et les laiton (seconde ligne) voient leur susceptibilité croître en valeur absolue quand diminue la teneur en cuivre [1]. La troisième ligne présente deux verres [3] et le Plexiglas [4], la quatrième ligne, trois matières plastiques (le PTFE est souvent appelé téflon) et la cinquième, deux céramiques et la silice fondue (amorphe) [2].

**Tableau A 4.3 - Susceptibilité paramagnétique à température ambiante
de quelques éléments purs ($\times 10^6$)**

Élément	d g cm ⁻³	χ	Élément	d g cm ⁻³	χ	Élément	d g cm ⁻³	χ
Al	2,70	21	Ba	3,5	6,6	Ca	1,55	20
Cs	1,873	5,2	Hf	13,3	70	Ir	22,42	38
K	0,87	5,8	La	6,174	66	Li	0,534	14
Lu	9,842	>0	Mg	1,74	5,5	Mo	9,01	105
Na	0,9712	8,5	Nb	8,4	232	Os	22,5	15
Pd	12,16	815	Pt	21,37	278	Rb	1,53	38
Re	20,53	97	Rh	12,44	170	Ru	12,1	65
Sc	2,992	263	Sn-blanc	7,30	2,4	Sr	2,60	34
Ta	14,6	177	Th	11,0	79	Ti	4,5	180
U- α	18,7	404	V	5,87	370	W	19,3	78
Y	4,478	120	Yb	6,959	126	Zr	6,44	108

Tous les éléments donnés dans cette liste sont solides à la température ambiante. Le magnésium est donné pour diamagnétique par Pascal [5], et paramagnétique par Foëx [1], puis par Thomas et Mendoza [6], dont nous retenons la valeur de susceptibilité. On notera que les plus faibles susceptibilités sont observées avec les métaux alcalins.

Tableau A 4.4 - Susceptibilité paramagnétique à différentes températures de quelques alliages d'usage courant ($\chi \times 10^6$) [7]

	304 (N)	304 L	316 (LN)	90Cu 10Ni
T = 300 K	3,1	2,9	3,2	210
T = 77 K	6,6	7,6	8,7	...
T = 4,2 K	9,0	11,3	14,2	280

On peut constater que les aciers inox (304 et 316) présentent des susceptibilités paramagnétiques comparables à celles des métaux alcalins, soit au moins 20 fois plus faibles que celles d'autres alliages pourtant faiblement magnétiques, même à basse température : c'est pourquoi ils sont abondamment utilisés en instrumentation magnétique, par exemple pour la confection des cryostats destinés à recevoir des bobines supraconductrices.

Il existe de nombreuses tables de valeurs numériques ou l'ingénieur pourra trouver quantité d'autres renseignements sur le paramagnétisme des solides, par exemple celles éditées par Landolt et Börnstein [8]. *Remarque importante : un certain nombre de tables de valeurs numériques sont encore données en diverses unités cgs, et le lecteur devra donc être attentif à ne pas les confondre avec des données en SI/m³, qui peuvent être parfois du même ordre de grandeur !*

On remarquera qu'une impureté ferromagnétique pourra perturber très notablement les propriétés magnétiques des substances présentant un très faible magnétisme, même pour des concentrations de l'ordre du ppm : la perturbation sera généralement fonction de la température et d'autant plus gênante que la température sera plus basse.

Par ailleurs, un soin particulier devra être apporté aux traitements subis par les matériaux devant présenter un très faible magnétisme : une brasure ou une soudure à l'argon est par exemple susceptible de précipiter une phase fortement magnétique dans un alliage faiblement paramagnétique. On a vu ainsi des aciers inoxydables réputés très faiblement magnétiques devenir légèrement ferromagnétiques ! La prudence s'impose donc, et il est judicieux de vérifier les propriétés magnétiques d'un alliage réputé non-magnétique avant tout usage, et après chaque traitement thermique et mécanique. Une méthode extrêmement simple pour tester le magnétisme d'une pièce métallique consiste à suspendre au bout d'un fin fil de nylon de 1 mètre de long un aimant puissant (Nd-Fe-B ou SmCo₅) et à l'approcher de la pièce à tester : s'il y a la moindre attirance, c'est la preuve que la substance est déjà légèrement ferromagnétique ou du moins très fortement paramagnétique.

RÉFÉRENCES

- [1] Tables de constantes et Données numériques : 7. Constantes sélectionnées : G. FOËX, Diamagnétisme et paramagnétisme ; C.-J. GORTER, L.-J. SMITS, Relaxation paramagnétique (1957) Masson & Cie, Paris, 317 p.
- [2] C.M. HURD, *Cryogenics* (1966) **6**, 264.
- [3] P.T. KEYSER, S.R. KEFFERTS, *Rev. Sci. Instr.* (1989) **60**, 2711.
- [4] PH. LETHUILLIER, communication privée.
- [5] P. PASCAL, Nouveau traité de chimie minérale (1958), tome IV, Masson, Paris, p. 143.
- [6] J.G. THOMAS, E. MENDOZA, *Phil. Mag.* (1952) **43**, 900.
- [7] Handbook on materials for superconducting machinery, metals and ceramics ; Information Center Batelle, Columbus (Ohio) 1974.
- [8] LANDÖLT, BÖRNSTEIN, Zahlenwerte und Funktionen aus physik. Chemie. Astronomie. Geophysik. Technik II - 9 - Magnetische Eigenschaften I (1962) Springer, Berlin, § 29.1111.

ANNEXE 5

MATÉRIAUX FERROMAGNÉTIQUES

Nous résumons ici les propriétés physiques structurales, la dilatation thermique et les propriétés élastiques (tableau A 5.1) puis magnétiques intrinsèques (tableau A 5.2) de quelques substances courantes fortement magnétiques.

Tableau A5.1 - Propriétés physiques de quelques substances fortement magnétiques, mesurées à température ambiante

Substance	Masse molaire g	Structure	a nm	c/a	densité g cm ⁻³	α_T 10 ⁻⁶ K ⁻¹	c ₁₁ GPa	c ₁₂ GPa	c ₄₄ GPa
fer	55,847	cc	0,287	1	7,85	12,1	237	140	116
cobalt	58,933	hc	0,251	1,622	8,84	12,4	307*	165*	75,5*
nickel	58,70	cfc	0,352	1	8,90	12,8	250	160	118,5
gadolinium	157,25	hc	0,363	1,591	7,90	-	67,8*	25,6*	20,8*
Fe ₃ O ₄	231,54	spinelle	0,839	1	5,19	-	273	106	97
CoFe ₂ O ₄	234,63	spinelle	0,838	1	5,29	-	-	-	-
NiFe ₂ O ₄	234,39	spinelle	0,834	1	5,38	7,5	220	109,4	81,2
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	737,95	grenat	1,238	1	5,17	-	269	107,7	76,4
Fe-80%Ni	(58,10)	cfc	0,354	1	8,65	12,0	-	-	-
Cu ₂ MnAl	209,01	cc	0,596	1	6,55	-	135,3	97,3	94
BaFe ₁₂ O ₁₉	1111,5	h	0,589	3,937	4,5	-	-	-	-
SmCo ₅	445,01	h	0,500	0,794	8,58	-	-	-	-
Sm ₂ Co ₁₇	1302,7	h	0,838	0,973	?	-	-	-	-
Nd ₂ Fe ₁₄ B	1081,1	quad.	0,879	1,389	7,60	-	-	-	-

* Pour les substances de symétrie hexagonale, trois autres constantes élastiques doivent être considérées : pour le cobalt, ce sont c₁₃ = 103 GPa, c₃₃ = 358 GPa et c₆₆ ; pour le gadolinium, c₁₃ = 20,7 GPa, c₃₃ = 71,2 GPa et c₆₆ = 21,1 GPa.

Tableau A 5.2 - Propriétés magnétiques de quelques substances fortement magnétiques

Substance	T _C K	M _s ⁰ kA/m	μ ₀ M _s ⁰ T	M _s ³⁰⁰ kA/m	μ ₀ M _s ³⁰⁰ T	σ _s ³⁰⁰ A . m ² /kg	A _{éch} 10 ⁻¹² J/m	K ₁ kJ/m ³
fer	1043	1735	2,180	1720	2,16	218		48
cobalt	1394	1445	1,816	1370	1,72	162		530
nickel	631	509	0,640	485	0,61	56		- 4,5
gadolinium	289	2117	2,660	0	0	0		0
Fe ₃ O ₄	858	510	0,641	477	0,60	91,0		- 13
CoFe ₂ O ₄	793	496	0,623	398	0,50	75,2		180
NiFe ₂ O ₄	858	300	0,377	271	0,34	50,4		- 6,9
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	553	196	0,247	139	0,17	26,1		- 2,5
Fe-80%Ni	595	890	1,12	828	1,04	95,7		- 2*
Cu ₂ MnAl	610	632	0,794	560	0,70	85,5		- 0,47
BaFe ₁₂ O ₁₉	723	450	0,565	382	0,48	84,9	6	250
SmCo ₅	995	873	1,097	836	1,05	97,4	24	17 000
Sm ₂ Co ₁₇ **	1190	?	?	1030 ?	1,29 ?	101 ?	25	3 300
Nd ₂ Fe ₁₄ B	585	1480	1,86	1280	1,61	168	9	4 900

Ces propriétés sont relatives à la température ambiante, sauf M_s⁰ (μ₀ M_s⁰) qui représente l'aimantation à 0 K, et T_C la température de Curie (colonnes sur fonds grisé).

* K₁ est très sensible aux traitements thermiques pour l'alliage Permalloy (Fe-80%Ni), et passe ainsi de -2 kJ/m³ à une valeur dix fois plus petite après trempe.

** Les valeurs de l'aimantation spontanée de l'alliage Sm₂Co₁₇ sont très difficiles à déterminer avec précision : comme pour toute substance très fortement anisotrope, la saturation n'est jamais atteinte, même avec des champs magnétiques intenses, et l'on est amené à extrapoler les données expérimentales vers les "champs infinis" avec toute l'ambiguïté que cela représente. Par ailleurs, en raison du ferrimagnétisme de cette substance, son aimantation présente une valeur à 300 K supérieure à celle que l'on observe à 0 K.

N.B. - L'aimantation M d'une substance dont on connaît le moment magnétique exprimé en μ_B par molécule σ(μ_B) s'exprime (en A / m) par la relation :

$$M = 5,585 \times \frac{\sigma(\mu_B) \times d(\text{kg} / \text{m}^3)}{M_{\text{mol}}(\text{kg})}.$$

ANNEXE 6

ASPECTS ÉCONOMIQUES DES MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES

L'objectif de cette annexe est d'illustrer par quelques chiffres l'impact économique des grandes familles d'applications dont il a été question dans cet ouvrage, sans prétendre pour autant fournir de manière exhaustive les données économiques mondiales du marché des matériaux magnétiques, dont on sous-estime généralement l'importance. Les sources d'information sont diverses et il est parfois difficile de séparer dans les données le chiffre d'affaires du matériau brut, du matériau transformé et du système mis sur le marché.

1. INTRODUCTION

Afin de bien cerner la réalité que recouvrent les chiffres qui vont être cités, voici d'abord quelques précisions indispensables. Les différents matériaux produits représentent un *chiffre d'affaire annuel* pour les entreprises qui les produisent : c'est ce chiffre qui est estimé ici. Ces matériaux entrent dans des systèmes, des objets, etc., qui ont une valeur supérieure à celle du matériau, très souvent d'un ordre de grandeur plus élevé, mais sans le matériau rien n'aurait existé. On estime à 5-10% la part du coût du composant dans le prix du système.

Les matériaux magnétiques sont des *composants clés* de notre vie de tous les jours, tant pour les usages domestiques traditionnels que dans les technologies en forte croissance comme celles de l'information et des télécommunications. Des recherches constantes permettent d'améliorer les matériaux existants et de découvrir d'autres matériaux, aussi bien pour augmenter les performances des produits existants que pour en créer de nouveaux. Dans le domaine de l'énergie, principal marché des matériaux magnétiques, porter le rendement des moteurs électriques de moyenne puissance, à l'échelle de la planète, de 90% à 92% correspond à la fourniture d'électricité d'une centrale nucléaire.

Nous traiterons d'abord des trois plus importants marchés que sont :

- ♦ les matériaux durs,
 - ♦ les matériaux doux pour l'électrotechnique et l'électronique,
 - ♦ et les matériaux pour l'enregistrement magnétique,
- et, plus succinctement, des autres matériaux magnétiques.

2. MATÉRIAUX DURS POUR AIMANTS PERMANENTS

2.1. LES APPLICATIONS DES AIMANTS

Les aimants permanents sont utilisés dans des systèmes très divers qu'il est possible de classer en quatre catégories d'applications.

2.1.1. Systèmes électromécaniques

Ce sont les moteurs électriques à courant continu et à commutation électronique, les actionneurs linéaires ou rotatifs utilisés principalement dans l'industrie automobile pour les accessoires électriques (lève-vitres par exemple) et également dans les lecteurs de disque ou disquette et les imprimantes d'ordinateurs, les applications électroacoustiques (hauts-parleurs, microphones, ...) et les instruments de mesures galvanométriques.

2.1.2. Systèmes utilisant la force magnétique à l'échelle macroscopique

Les applications sont variées, allant de la punaise magnétique et la fermeture des portes de réfrigérateurs aux véhicules en lévitation, en passant par les ralentisseurs par courants induits.

2.1.3. Applications à la physique des particules

On retrouve essentiellement les aimants dans les systèmes de guidage d'électrons ou d'ions : tubes cathodiques, tubes à ondes progressives, aimants de courbure dans des accélérateurs de particules, *onduleurs* et *wigglers* dans les sources de rayonnement synchrotron.

2.1.4. Applications médicales

En plein essor, ces applications font appel aux aimants en tant que composants de mini-actionneurs ou de micromoteurs, pour le guidage de cathéters, et aussi pour constituer des sources de champ continu pour l'imagerie médicale (voir le chapitre 23). Cette dernière application est développée au Japon, et à l'étude en Europe.

2.2. LES GRANDES FAMILLES D'AIMANTS PERMANENTS

Le marché mondial des aimants permanents équivalait à 6 milliards d'euros en 1995 et croît depuis quelques années à un rythme supérieur à 10% l'an. Cette forte croissance est alimentée par la découverte de nouveaux aimants plus performants et plus stables qui ont permis le développement de nouvelles applications, techniquement inaccessibles jusqu'alors. La commercialisation des aimants néodyme-fer-bore depuis la fin des années 1980 est, pour le moment, le principal moteur de cette croissance.

Quatre grandes familles d'aimants permanents se partagent la quasi-totalité du marché mondial, ces familles sont complémentaires et chacune occupe une position dominante dans des applications spécifiques.

2.2.1. Les aimants en ferrite dur

Ces aimants ont une faible énergie spécifique mais ils résistent bien à la désaimantation, sont très stables chimiquement, et peuvent être utilisés jusqu'à des températures de 200°C. Ce sont les moins chers des aimants disponibles sur le marché, aussi bien par unité de volume que par unité d'énergie. Ils représentent plus de 90% en poids de la production mondiale et 55% en valeur. L'industrie automobile et l'acoustique en sont les principaux utilisateurs (équipements électriques des véhicules, récemment démarreurs, capteurs pour l'ABS, haut-parleurs, etc.).

2.2.2. Les aimants samarium-cobalt

Inventés à la fin des années soixante, ces aimants ont donné lieu à de nouvelles applications, en raison de leurs performances magnétiques nettement supérieures à celles des aimants de l'époque (AlNiCo, ferrites). Ils représentent actuellement 8% du marché, mais leur importance relative diminue avec la commercialisation des aimants néodyme-fer-bore.

Ils restent essentiellement utilisés dans des applications où l'exigence de fiabilité en température l'emporte sur le prix : aéronautique, espace, télécommunications, gros moteurs à aimants pour matériels militaires, accouplements magnétiques en particulier dans l'industrie chimique. Ils présentent une forte induction rémanente, résistent bien à la corrosion et à la désaimantation jusqu'à 250°C. Le coût élevé de ces aimants, lié au caractère stratégique du cobalt, a conduit les utilisateurs à leur préférer les aimants néodyme-fer-bore.

2.2.3. Les aimants néodyme-fer-bore

Derniers venus sur le marché, ils ont fait l'objet de recherches constantes, et couronnées de succès, pour pallier leurs défauts originels : oxydabilité et très forte dégradation des propriétés magnétiques au-dessus de 100°C. A température ambiante, ils présentent une aimantation rémanente supérieure à celle des aimants samarium-cobalt. Toute une gamme de nuances est actuellement disponible, et permet à ces aimants d'être très présents dans beaucoup d'applications, essentiellement dans

l'industrie informatique. Grâce à des coûts moindres à performances égales, ils remplacent certains aimants samarium-cobalt. Ils devraient être utilisés dans les moteurs de propulsion du futur véhicule électrique et servent, en particulier au Japon, à créer les champs magnétiques statiques d'imagerie médicale par RMN.

Les aimants Nd-Fe-B représentent environ 30% du chiffre d'affaires mondial de l'industrie des aimants, chiffre en progression de 13% par an.

2.2.4. Les AlNiCo

Plus anciens, ces aimants ont conservé environ 7% du marché mondial. Ils couvrent presque exclusivement le marché des appareils de mesure : tension, courant, compteurs électriques, etc. Ce sont les aimants qui présentent la meilleure stabilité thermique au voisinage de la température ambiante.

2.3. LES AIMANTS LIÉS

On utilise également les ferrites et les Nd-Fe-B sous une forme diluée dite "*aimants liés*" (voir chapitre 15) : rappelons que le matériau de base est une poudre coercitive mélangée avec un polymère. Il en résulte une réduction de 40% de l'induction théorique. Les ferrites liés sont obtenus par injection, extrusion ou compression. Ce procédé permet de réaliser des formes complexes inaccessibles par coulée ou frittage. Toutes les portes de réfrigérateurs sont équipées de telles fermetures. Les aimants liés au Nd-Fe-B sont fabriqués à partir de rubans obtenus généralement par trempe sur rouleaux, broyés très finement puis mélangés à un polymère. Leurs performances sont supérieures à celles des ferrites frittés mais leur coût est trop élevé pour supplanter ces derniers dans les petits moteurs électriques, sauf applications très particulières.

Cette technologie est en plein développement depuis le milieu des années 1980. Les aimants liés représentent 15% en chiffre d'affaires de la totalité de la production des aimants permanents. 20% des aimants ferrites sont des aimants liés.

2.4. RÉPARTITION GÉOGRAPHIQUE

En ce qui concerne la répartition de la production mondiale des aimants permanents, le Japon en produit 42% sur son territoire (et il contrôle 60% du marché). Les Etats-Unis et la Chine avec chacun 15% environ sont les seconds producteurs, l'Europe en produit 11%, le solde – soit 17% – est essentiellement fabriqué dans les pays du sud-est asiatique. Cette estimation par pays évolue très vite avec une mondialisation de plus en plus poussée qui tend à rapprocher la production du matériau de son lieu d'utilisation.

3. MATÉRIAUX DOUX

Le marché des matériaux magnétiques doux est essentiellement celui des matériaux pour l'électrotechnique dominé par des alliages ferromagnétiques. En électronique où la fréquence de fonctionnement se situe dans les domaines radio et hyperfréquences, on utilise alors des isolants ou semi-conducteurs sous forme d'oxydes ferro- ou ferrimagnétiques. Dans le domaine des moyennes fréquences, des alliages spéciaux sont utilisés.

3.1. FER DOUX

Ce marché est difficile à quantifier : il s'agit essentiellement du guidage de flux dans des applications très courantes (fermeture de circuits magnétiques, électroaimants de toutes sortes, tri des minéraux ou des métaux, levage, petit appareillage électroménager, etc.) où la performance cède le pas devant le coût. Le matériau courant est basé sur le fer "normal", parfois allié à du carbone ou du manganèse.

3.2. ALLIAGES FER-SILICIUM

Ils sont utilisés en électrotechnique classique. Ce sont essentiellement les tôles en fer-silicium (à 3% de silicium) à grains orientés (transformateurs) ou non orientés (machines tournantes). La production mondiale de tôles à grains orientés est de 1,2 million de tonnes et celle de tôles à grains non orientés de 5 millions de tonnes représentant un marché d'environ 6 milliards d'euros. Le leader mondial est le Japon ; l'Europe contribue pour environ 20% à la production mondiale.

Il existe également une production d'environ 1 000 tonnes par an de tôles fer-silicium à 6,5% de silicium à grains non orientés utilisées pour leur grande perméabilité, mais d'un prix de revient élevé.

3.3. ALLIAGES SPÉCIAUX

D'autres produits industriels plus élaborés sont utilisés pour des applications à plus hautes fréquences, jusqu'à 50-100 kHz dans la téléphonie, des systèmes de sécurité, en microélectronique, ... Les matériaux les plus utilisés dans ce domaine sont les fer-nickel (Fe-Ni 50-50, Permalloys, Supermalloys, ...) et les fer-cobalt. La production mondiale est de 12 000 tonnes par an, leur prix de revient élevé freine leur développement. Les amorphes métalliques sont produits aux Etats-Unis, en Allemagne et au Japon. Ils sont utilisés dans les transformateurs de distribution de courant à moyenne puissance aux U.S.A. La production mondiale annuelle est d'environ 20 000 tonnes, environ 180 millions d'euros.

3.4. MATÉRIAUX POUR LA HAUTE FRÉQUENCE

Dans le domaine radiofréquence, on utilise des ferrites substitués manganèse-zinc ou nickel-zinc selon l'application (voir chapitre 17). Mentionnons la téléphonie mobile qui représente un marché en pleine expansion en 1998. Pour les applications hyperfréquences, ce sont les hexaferrites et le ferrite grenat YIG substitué par des terres rares qui conviennent. On peut considérer que le marché des matériaux magnétiques doux pour les applications électroniques est supérieur au milliard d'euros.

4. MATÉRIAUX POUR L'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE

L'industrie de l'enregistrement magnétique et magnéto-optique couvre des besoins aussi bien "grand public" que professionnels. Les applications les plus populaires relèvent de l'*audiovisuel* : ce sont les cassettes audio, les cassettes et les bandes vidéo, les caméscopes. Cependant l'*informatique* utilise plus de la moitié des milieux d'enregistrement produits dans le monde sous forme de disques durs, de disquettes, de DVD, de bandes magnétiques, de têtes de lecture avec une croissance très forte de ses besoins.

En 1996 le chiffre d'affaires des *matériaux* pour l'enregistrement magnétique a représenté dans le monde plus de 11 milliards d'euros :

- ◆ 41% pour les applications audiovisuelles " grand public ",
- ◆ 6% pour les applications audiovisuelles professionnelles,
- ◆ 40% pour l'informatique, soit disques durs (28%) et disquettes (12%),
- ◆ 7% pour divers types de bandes magnétiques et stockage de grandes capacités.

Cette industrie est en évolution technique constante, son premier objectif est d'augmenter sa capacité de stockage par unité de surface : par exemple, la demande pour l'informatique augmente de 60% par an dont la moitié pour les disques durs, ceci devrait se poursuivre pendant au moins dix ans. En 1998, la densité la plus courante est de $0,7 \text{ Gb/cm}^2$ (voir figure 1.8). Les technologies permettant d'atteindre $1,5 \text{ Gb/cm}^2$ sont connues, elles vont être très vite mises en œuvre pour être présentes sur le marché au début des années 2000. La substitution de l'enregistrement longitudinal par un mode perpendiculaire devrait permettre d'atteindre des densités surfaciques de 5 à 6 Gb/cm^2 avec pour têtes de lecture des transducteurs à magnétorésistance géante.

5. AUTRES MATÉRIAUX MAGNÉTIQUES

Comparée aux trois géants que sont les matériaux durs, les matériaux doux et les matériaux pour l'enregistrement, la production des autres matériaux magnétiques pour applications industrielles reste très marginale, tant en tonnage qu'en terme de marché.

5.1. LES MATÉRIAUX MAGNÉTOSTRICTIFS

Soumis à la concurrence des céramiques piézo-électriques et handicapé par son prix, le Terfenol-D apparu sur le marché durant les années 80 se développe lentement. Une compagnie suédoise a cessé toute production. Toutefois, les prix pour une production de série sont en forte baisse, et la compagnie Etrema Products multiplie par trois sa surface de production aux USA. TDK propose maintenant un composite à 2 e / g, soit trois fois moins cher que le Terfenol-D des années 90. On peut estimer que ce produit restera compétitif dans l'industrie astronautique et aéronautique. Huit producteurs ont déjà commercialisé ce produit, dont quatre au Japon, deux en Europe et deux aux USA.

Les matériaux magnétostrictifs pour capteurs, en particulier le Metglas 2605 SC qui est également apparu sur le marché dans les années 80, ont l'avenir devant eux bien qu'il s'agisse de quantités de matière très modestes en comparaison des tonnages nécessités par les transformateurs.

5.2. LES FERROFLUIDES

Ici encore, les quantités de matière en jeu sont modestes, et la plupart des applications envisagées -décrites dans le chapitre 22- n'en sont qu'au stade expérimental. Il existe encore peu de sociétés qui commercialisent ces produits : par exemple Ferrofluidics aux U.S.A. produit des ferrofluides, et vend des applications de ces matériaux ; une société comme Advanced Fluid Systems en Grande-Bretagne vend également des applications.

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

BIBLIOGRAPHIE GÉNÉRALE

Le magnétisme est un sujet qui a inspiré bien des auteurs scientifiques. Nous donnons ci-dessous la liste d'un certain nombre de livres traitant de ce sujet, pensant que le lecteur pourra tirer profit des approches variées et souvent complémentaires de ces différents ouvrages.

Année	Titre	Editeur	pages
1939	Ferromagnetismus (en allemand) <i>R. Becker, W. Döring</i>	Springer	440
" "	Modern Magnetism <i>L.F. Bates</i>	Cambridge Press	340
1951	Ferromagnetism (réédité en 1993) <i>R.M. Bozorth</i>	Van Nostrand	968
1962	Ferromagnetismus <i>E. Kneller</i>	Springer	792
1963	Magnetism <i>G.T. Rado, H. Suhl</i>	Academic Press	5 vol
1964	Physics of magnetism <i>S. Chikazumi</i>	Wiley	554
1965	The theory of magnetism <i>D.C. Mattis</i>	Harper & Row	314
" "	The physical principles of magnetism <i>A.H. Morrish</i>	Wiley	680
1966	The magnetic properties of matter <i>D.E.G. Williams</i>	Longmans	232
" "	Physical principles of magnetism <i>F. Brailsford</i>	van Nostrand	274
" "	Ferromagnetism - Handbuch / Physik vol 18/2 <i>H.P.J. Wijn</i>	Springer	560
1967	Magnetism in Solids <i>D.W. Martin</i>	Iliffe books	452
" "	Experimental methods in magnetism (2 vol.) <i>H. Zijlstra</i>	North Holland	236+296
1968	Magnetism and magnetic materials <i>J.C. Anderson</i>	Chapman & Hall	248

Année	Titre	Editeur	pages
1968	Magnétostatique <i>E. Durand</i>	Masson	674
" "	Théorie du magnétisme <i>A. Herpin</i>	P.U.F.	882
1969	Magnetic materials <i>R.S. Tebble, D.J. Craik</i>	Wiley	726
1970	Quantum theory of magnetism <i>R.M. White</i>	McGraw Hill	232
1972	Introduction to magnetic materials <i>B.D. Cullity</i>	Addison-Wesley	666
1973	Magnetic interactions in solids <i>H.J. Zeiger, G.W. Pratt</i>	Clarendon Press	660
1974	Magnetic materials & their applications <i>C. Heck</i>	Buttersworths	770
1974	Magnetism <i>S.V. Vonsovski</i>	Wiley	1256
1975	Magnetism in crystalline materials <i>A.P. Cracknell</i>	Pergamon	276
1977	The magnetic properties of solids <i>J. Crangle</i>	E. Arnold	194
1979	Experimental magnetism <i>G.M. Kalvius, R.S. Tebble</i>	Wiley	346
1980	Handbook of magnetic materials <i>Wohlfarth & Buschow</i>	North-Holland	7 vol
" "	Introduction to the magnetic properties of solids <i>A. S. Chakravarty</i>	Wiley	696
" "	Applications of magnetism <i>J.K. Watson</i>	Wiley	468
1982	Magnetism of metals and alloys <i>M. Cyrot</i>	North Holland	608
1986	Magneti permanenti & Fizica fenomenelor magnetice <i>E. Burzo</i>	Ed. roumaines	3 vol
1988	Lectures on modern magnetism <i>B. Barbara, D. Gignoux, C. Vettier</i>	Springer	232
1991	Introduction to magnetism and magnetic materials <i>D.C. Jiles</i>	Chapman & Hall	440
1992	Concise encyclopaedia of magnetic and superconducting materials <i>J. Evetts</i>	Pergamon	703
1994	Ferromagnetic materials <i>Mc Currie</i>	Acad. Press	297

Année	Titre	Editeur	pages
1995	Magnetism. Principles and Applications <i>D.J. Craik</i>	Wiley	459
1996	Introduction to the Theory of Ferromagnetism <i>A. Aharoni</i>	Oxford Univ. Press	326
" "	Driving force <i>J.D. Livingston</i>	Harward Univ. Press	311
" "	Rare-Earth Iron Permanent Magnets <i>J.M.D. Coey</i>	Oxford Sci. Publ.	522
1997	Physics of Ferromagnetism <i>S. Chikazumi</i>	Oxford Sci. Publ.	655
" "	Magnétisme & matériaux magnétiques pour l'électrotechnique <i>P. Brissonneau</i>	Hermès	318
1998	Hysteresis in Magnetism : for Physicists, Materials Scientists and Engineers (Electromagnetism) <i>G. Bertotti</i>	Academic press	558
" "	The Magnetic field of the Earth (International Geophysical Series) <i>R. T. Merrill</i>	Academic Press	531
" "	Magnetism and magnetic resonance in solids <i>A.P. Guinaraes</i>	J. Wiley & sons	352
" "	Magnetic Domains <i>A. Hubert, R. Schäfer</i>	Springer	696

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

INDEX

INDEX MATÉRIAUX (VOIR AUSSI LES ANNEXES 4 ET 5)

R = terre rare, f = figure, t = tableau.

On se reportera aussi à l'index du premier volume.

Alfer	226	Hémoglobine	421
AlNiCo	23f, 27, 29t, 34, 74	Hémosidéline	422
Anhyser (Fe, 48% Ni)	110	HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8+δ}	251
BaFe ₁₂ O ₁₉	194	Ilménite (FeTiO ₃)	391
BaZn ₂ Fe ₁₂ O ₂₂	195	Invar (Fe ₆₅ Ni ₃₅)	109, 213, 215f
caoutchouc magnétique	35	Maghémite (γ-Fe ₂ O ₃)	388, 389t, 392, 422
Co ₇₅ Si ₁₅ B ₁₀	228	Magnétite (Fe ₃ O ₄)	191, 389t
composés intermétalliques 3d-4f	67	Metglas 2605SC	215, 227t
Elinvar (Fe ₅₂ Ni ₃₆ Cr ₁₂)	213	(Mn-Zn)Fe ₂ O ₄	145, 192
Fer	96, 162t	Nb ₃ Ge	251
ferrite doux	112, 162, 195t	Nb ₃ Sn	251
ferrite dur (aimants)	27, 29t, 35, 59-61, 194	NbTi	251
ferrite Dextran	424	Nickel	215f
ferritine	422	(Ni-Zn)Fe ₂ O ₄	192, 193f
Fe-Co (alliages)	111	Permalloy (Fe 80% Ni)	110, 297
Fe-Ni (alliages)	108-110	Pyrrhotite (Fe ₇ S ₈)	389t
Fe-Si (alliages)	97-107	RCo	28, 29t, 36, 51f, 68f, 69f, 70f, 83f
Fe ₆₄ Ni ₃₆	(voir Invar)	RFeB	28, 29t, 36, 72f, 78f
Fe ₈₁ B _{13,5} Si _{3,5} C ₂	(voir Metglas 2605SC)	RFeN	72
Fe _{73,5} Cu ₁ Nb ₃ Si _x B _{22,5-x}	118f, 119f, 122t	sendust (Fe ₈₅ Si _{9,6} Al _{5,4})	106
Fibrine	422	sidérite (FeCO ₃)	391
Gd ₃ Ga ₅ O ₁₂ (GGG)	314	spinelle	191, 192f
Goëthite (α-FeOOH)	389t	subérate de Tanol	419, 420f
Greigite (Fe ₃ S ₄)	389t, 422	Terfenol-D (Tb _{0,3} Dy _{0,7} Fe ₂)	217, 220t
Grenat	198	YBa ₂ Cu ₃ O ₇	251
Hématite (α-Fe ₂ O ₃)	388, 389t	Y ₃ Fe ₅ O ₁₂ (YIG)	181, 184f, 190f

INDEX SUJETS

A

Abrikosov (réseau d')	249
accéléromètre	342
accouplement magnétique	41f
accumulation inductive	144

actionneur	39, 135, 216, 222
aimant	13, 27f, 30f, 49, 53t, 460
aimantation	
- rémanente naturelle (ARN)	382, 397
- technique	167
alimentation à découpage	145

amorphe	115, 179
amortisseur	342
amplificateur magnétique	147f
angle de pertes	157
anisotropie	270f, 273f, 393
- aléatoire	120
- de forme	271
- induite	115
- magnétocristalline	57, 65, 91, 272
- magnétoélastique	272
- de la susceptibilité (ou ASM)	394

B

bactéries magnétiques	422, 423f, 431
barrière d'énergie	74, 79
$(BH)_{\max}$	(voir produit énergétique)
biomagnétisme	419
biréfringence magnétique	199
biréfringence optique	341
<i>bit</i>	305
Bitter	
- (méthode de)	333
- (bobines de)	454
blindage (écranage)	111
bobine supraconductrice	452
Brown (paradoxe de)	50
Busse (loi de)	416

C

capteur	42f, 43f, 228, 427
chambre amagnétique	384
champ	
- coercitif	121f
- cristallin	58, 66
- critique	239, 248, 453
- magnétique terrestre	401
- pulsé	455
circulateur	200
coefficient	
- de champ démagnétisant	321, 437
- de champ d'une bobine	162
- de couplage magnétomécanique	220
- de fuite d'un circuit	16, 46
- de magnétostriction	218
coercitivité	49, 51f

compteur	43f, 44f
Cooper (paires de)	238
couplemètre	229
courant critique	239, 244f, 249
courant d'écranage	244
Curie (température de)	64f, 268, 269f
Curie-Weiss (loi de)	388
<i>curling</i>	(voir enroulement)
cycle d'hystérésis	14, 271f, 278f
- couché	147t
- rectangulaire	148t
- supraconducteur	249
cylindre magique	44, 462

D

déclinaison magnétique	404f, 405f
défauts (effets des)	50, 91
déplacement chimique	353
désaccommodation	178
désaimantation	14
détecteur de position	230
diffusion	178
digitation	344
dilatation thermique contrôlée	213
dispositif non réciproque	199
domaine (structure en)	101
Döring (masse de)	176
doux (matériau)	90, 296
droite	
- de charge	15
- recul	23

E

échange (interaction d')	56
écho de gradient	373, 374f
écho de spin	354, 373f
écriture (les procédés d')	315
effet	
- de peau	161
- dynamo	409
- tunnel	241, 293
électroaimant	458
énergie	
- d'interaction dipolaire	338
- magnétique	128

- enregistrement
 - magnétique 295, 301
 - magnéto-optique 296, 307
 enroulement 75
 entrefer 15
Epstein (perméamètre d') 126f, 438f

F

- facteur
 - de mérite 157
 - de qualité 157, 196
Faraday (effet ... micro-onde) 199
 ferrofluide 333
 filtre 196
flux gate (voir porte de flux)
 fluxmètre 438
 foliation 393
 fréquence de coupure 193
 frittage 112

G

- Gilbert 169
 Globus (modèle de) 180
 Goss (texture de) 101, 125
 gradiomètre 247
 guidage magnétique 429
 gyroscope 167
 gyrotropie 185

H

- Halbach** (cylindre de) ... (voir cylindre magique)
Hall (sonde à effet) 463
 harmoniques sphériques 402
Hartshorn (pont de) 449
 haut-parleur 39f
hopping (cf. saut électronique)
 hybridation (d'états électroniques) 63
 hystérésigraphe 447
 hystérésis 93, 111

I

- imagerie par RMN (voir IRM)
 impédancemètre 163
 imprimante 341
 inclinaison magnétique 404f, 405f
 inclinomètre 342
 inductance de lissage 143
 inductance saturable 149
 inducteur 122
 induction
 - critique 239
 - magnétique 90
 induit 122
 instabilités de surface 344
 intensité du champ terrestre 404f
 interaction RKKY 56
 inversion du champ terrestre 407, 408f
 IRM 44, 349, 356, 425
 isolateur 202

J

- joints étanches 341
Josephson (effet) 241

K

- Karlqvist** (tête de) 319
Kramers-Kronig (relations de) 158

L

- Langevin** (fonction de) 337
 lecture (processus de) 322
 LEED 264
 libre parcours moyen 261, 281
 ligne coaxiale 166
 linéation 393
 longueur de cohérence 239
 lubrification 341

M

machine asynchrone	133
machine synchrone	133, 141f
machine tournante	127
magnétisme	
- animal	423
- moléculaire	420
magnétobiologie	419
magnétocardiographie	252
magnétoencéphalographie	252
magnétomètre	229, 230, 247f, 435, 439-449
magnétorésistance	286
- géante (GMR)	288, 291t
magnétopause	406f
magnétosphère	406
magnétostriction	91, 116f
magnétostrictif (matériau)	217t, 297
magnétostrictivité	226
magnétotaxie	(voir séparation magnétique)
magnétothérapie	431
magnon	190
marquage de cellules	343
Meissner (effet)	238
mémoire	(voir enregistrement)
mémoire à bulles	308
micro-actionneurs	430
microsystèmes intégrés	231
milieu d'enregistrement	309
milieu effectif	182
minéraux magnétiques	388
mobilité de paroi	176
mode magnétostatique	187
modélisation	47, 85
moment	
- cinétique	167
- magnétique	56, 62f, 65f
moteur	37-39
- magnétostrictif	223, 224
- pas à pas	135-140
multicapteur	229

N

nanocristallin	117, 179
nucléation	50, 76

O

onde de spin	120, 189
orage magnétique	406

P

paléomagnétisme	407
palier magnétique	40, 41f
paramètre d'ordre	238
paroi	91, 173, 177
perméabilité	91, 156, 437
perméamètre	438
perméance	138
pertes	92, 93f, 123, 157
pétrofabrique	382
pièces polaires	15
piégeage de paroi (<i>pinning</i>)	76
Planck (constante de)	250
polarisation magnétique	90
Polder (tenseur de)	169
pôle géomagnétique virtuel	411, 412f
polissage	342
porte (ou vanne) de flux	386, 426, 464
potentiel magnétique	402
poudres compactées	146t
précession	353
Preisach (modèle de)	96
produit énergétique (BH) _{max}	21
profondeur de pénétration	239
propagation de paroi	50
Pry et Bean (modèle de)	94f
pulvérisation cathodique	260

Q

quantum de flux	240
-----------------------	-----

R

rapport gyromagnétique	167
Rayleigh (domaine de)	96
recuit	97, 109
relaxation	178, 352
réductance	135, 137t
rémanence	25

résonance	161, 186
résonance magnétique nucléaire (RMN)	349
résonateur accordable	203
RHEED	264
rotation (mécanisme de)	167
rotor	127

S

saturation	25
SEMPA	265
séparation magnétique	427
SHTC	251
sinc (fonction)	359
Snoek	
- (limite de)	171, 193
- (modèle de)	180
solénoïde	451
sonar	225
sous-réseau	112
spectre de perméabilité	184
spermagnétisme	313
<i>spin nucléaire</i>	350
<i>spin-echo</i>	(voir écho de spin)
<i>spin-valves</i>	(voir vannes de spin)
SPLEED	265
SQUID	241, 243, 383, 426, 443
stabilisateur de tension	148
stator	127
Steinmetz (formule de)	92
Stevens (coefficient de)	66
STM	266
Stoner-Wohlfarth (modèle de)	83, 310
superparamagnétisme	311, 336, 398
supraconducteur (type I ou II)	247

supraconductivité	237
susceptibilité	368
- complexe	156
- externe	160
- initiale	81, 384

T

température critique	237, 453
tête d'enregistrement	315, 325
théorème de réciprocité	162, 322, 435
tore	437, 457
transformateur	123-127
transport électronique	280
trempe sur roue	105
turboalternateur	133

V

valve cardiaque	428
vannes de spin	292
vent solaire	405
Verwey (transition de)	191, 389
viscosité	339
viscosimètre	343
vortex	247
vorticité	340
VSM : magnétomètre à échantillon vibrant	446

W

Wiedemann (effet)	223
--------------------------------	-----

Cette page est laissée intentionnellement en blanc.

TABLE DES MATIÈRES

Chapitre 15 - Les aimants permanents	13
1. La mise en œuvre d'un aimant.....	14
1.1. Les deux cycles d'hystérésis du matériau : cycles en aimantation $M(H)$ et en induction $B(H)$	14
1.2. Principes de fonctionnement d'un aimant permanent idéal inséré dans un système d'exploitation type	14
1.2.1. Droite de charge et point de fonctionnement d'un aimant	15
1.2.2. Fonctionnements statique et dynamique d'un aimant permanent	17
1.2.3. Le produit énergétique maximum (fonctionnement statique)	17
1.2.4. Énergie libre mise en jeu dans un fonctionnement dynamique	19
1.3. Paramétrisation des performances des matériaux à aimant réels	20
1.3.1. Cycles en aimantation et en induction des divers types de matériaux durs	20
1.3.2. Le produit énergétique maximum $(BH)_{\max}$	21
1.3.3. Les paramètres et leurs plages de variation	21
2. Aimants orientés (ou texturés) et aimants isotropes.....	24
2.1. Présentation	24
2.2. Comparaison des comportements magnétiques	25
3. Principaux matériaux à aimant industriel	26
3.1. Les différents types d'aimants frittés et orientés	27
3.1.1. Les AlNiCo.....	27
3.1.2. Les ferrites	27
3.1.3. Les aimants samarium-cobalt	28
3.1.4. Les aimants à base de néodyme-fer-bore	28
3.2. Paramètres et courbes typiques.....	29
3.2.1. Aimants frittés et orientés	29
3.2.2. Aimants liés.....	29
4. Les utilisations des aimants permanents.....	31
4.1. Les grands domaines d'utilisation des aimants permanents.....	31
4.1.1. La miniaturisation.....	31
4.1.2. Sources de champs permanents	32
4.1.3. Aimants en répulsion.....	33
4.2. Propriétés des aimants industriels.....	34
4.2.1. Principales propriétés des aimants AlNiCo.....	34
4.2.2. Principales caractéristiques des aimants ferrites	35
4.2.3. Principales propriétés des aimants terres rares.....	36
4.3. Systèmes électromagnétiques	37
4.3.1. Evolution des moteurs.....	37
4.3.2. Les actionneurs à aimants permanents	39
4.4. Systèmes magnétomécaniques.....	40
4.4.1. Paliers magnétiques.....	40
4.4.2. Accouplements magnétiques	41

4.5. Aimants utilisés comme source de champ magnétique	42
4.5.1. Capteurs	42
4.5.2. Systèmes à courants induits	43
4.5.3. Source de champ	44
4.6. Calcul des systèmes à aimants permanents	45
4.6.1. Calcul de circuit fermé	46
4.6.2. Calcul de circuit ouvert	46
4.6.3. Méthodes numériques	47
4.6.4. Caractéristiques des aimants	49
5. Matériaux à aimant : microstructures et procédés d'élaboration.....	49
5.1. La résistance au retournement d'aimantation (coercitivité) : comment la développer ?	49
5.1.1. L'anisotropie uniaxiale forte	50
5.1.2. Le rôle des défauts et la nécessité d'une microstructure	50
5.2. Nécessaire réduction en grains du matériau à aimant.....	51
5.2.1. Réduction en grains pour retarder la nucléation.....	51
5.2.2. Réduction en grains pour augmenter la rémanence et la rectangularité du cycle $M(H)$	51
5.3. Principes généraux des procédés mis en œuvre pour l'obtention des microstructures d'aimants	52
5.3.1. Aimants frittés orientés	52
5.3.2. Poudres coercitives et aimants liés	54
6. Les matériaux de base pour aimant permanent	55
6.1. Caractéristiques magnétiques des éléments 3d et 4f face aux propriétés requises pour obtenir un matériau dur	55
6.1.1. Moments magnétiques et interactions d'échange dans les métaux de terres rares et de transition	56
6.1.2. Anisotropie magnétocristalline des éléments 3d et 4f	57
6.2. Matériaux à aimant à base d'éléments de transition.....	58
6.3. Les alliages intermétalliques R-M (R = terre rare et M = métal de transition).....	61
6.3.1. Le couplage d'échange R-M, via les électrons d	61
6.3.2. Couplage R-M = ferromagnétisme ou ferrimagnétisme	64
6.3.3. Anisotropie magnétocristalline dans les composés R-M de structure cristallographique uniaxiale : axe privilégié ou plan privilégié	66
6.4. Revue des composés intermétalliques	67
6.4.1. Composés binaires $R_x M_{1-x}$	68
6.4.2. Composés ternaires	73
6.4.3. Composés ternaires interstitiels	73
7. Mécanismes de renversement de l'aimantation	75
7.1. Analyse du renversement de l'aimantation dans les systèmes magnétiques dépourvus d'anisotropie magnétocristalline : application aux AlNiCo.....	75
7.2. Renversement de l'aimantation dans les systèmes à forte anisotropie magnétocristalline : retournement non collectif par étapes	76
7.2.1. Les étapes du processus	77
7.2.2. Les moteurs du retournement : champs magnétiques et effets thermiques.....	78
7.3. Le champ de renversement de l'aimantation H_R : analyse de sa relation avec les paramètres magnétiques intrinsèques de la phase principale	78
7.3.1. H_R fonction de H_A et des effets dipolaires locaux.....	79
7.3.2. H_R fonction de la barrière d'énergie mise en œuvre par le mécanisme critique	80

7.4. Quel mécanisme détermine le renversement d'aimantation ?.....	81
7.4.1. Analyse de la courbe de première aimantation et notamment de la susceptibilité initiale	82
7.4.2. Observation des domaines et des mouvements de parois dans l'état thermiquement désaimanté.....	83
7.4.3. Variation du champ de retournement avec l'angle d'application du champ : $H_R(\theta_c)$..	84
7.4.4. La modélisation des différents mécanismes impliqués dans le processus non collectif de renversement de l'aimantation	86
Références.....	87
Chapitre 16 - Les matériaux doux pour l'électrotechnique et l'électronique basse fréquence	89
1. Présentation générale des matériaux doux.....	89
1.1. Les qualités requises d'un matériau doux	90
1.2. Rôle des caractéristiques structurales et électromagnétiques	90
1.2.1. Polarisation	90
1.2.2. Perméabilité	91
1.2.3. Dissipation d'énergie	92
1.3. Analyse des pertes d'énergie.....	92
1.3.1. Aspects macroscopiques	92
1.3.2. Calcul des pertes dans un matériau conducteur	93
1.4. Pertes en champ tournant ou trapézoïdal.....	96
2. Matériaux cristallins à base de fer.....	96
2.1. Le fer et les aciers doux	96
2.2. Les alliages fer-silicium classiques	97
2.3. Les tôles Fe-Si à grains non orientés (NO)	99
2.3.1. Caractéristiques magnétiques.....	99
2.3.2. Utilisations.....	100
2.3.3. Évolution et perspectives des tôles NO	100
2.4. Les tôles Fe-Si à grains orientés (GO)	101
2.4.1. Optimisation de la structure en domaines	101
2.4.2. Caractéristiques magnétiques.....	103
2.5. Tôles fer-silicium de faible épaisseur.....	104
2.6. Alliages à haute teneur en silicium.....	105
2.6.1. Alliages obtenus par solidification rapide	105
2.6.2. Alliages enrichis par diffusion	107
3. Les alliages fer-nickel et fer-cobalt.....	108
3.1. La famille des fer-nickel	108
3.1.1. Alliages autour de 30% Ni	109
3.1.2. Alliages autour de 50% Ni	110
3.1.3. Alliages autour de 80% Ni (Permalloys).....	110
3.2. Les alliages fer-cobalt	111
4. Les ferrites doux	112
4.1. Propriétés électromagnétiques	112
4.1.1. Polarisation à saturation	112
4.1.2. Température de Curie.....	113
4.1.3. Anisotropie	113
4.1.4. Magnétostriction.....	113
4.1.5. Résistivité	113
4.1.6. Produit perméabilité - Fréquence de coupure.....	113

4.2. Utilisations des ferrites	114
4.2.1. Électronique de puissance.....	114
4.2.2. Applications de faible puissance.....	114
5. Les alliages amorphes.....	115
5.1. Caractéristiques générales.....	115
5.2. Les grandes classes d'alliages doux amorphes.....	116
5.2.1. Alliages à haute polarisation.....	116
5.2.2. Alliages à faible magnétostriction	116
5.3. Utilisations des alliages amorphes.....	117
6. Les matériaux nanocristallins.....	117
6.1. Caractéristiques électromagnétiques	118
6.1.1. Polarisation	118
6.1.2. Anisotropie	118
6.1.3. Magnétostriction.....	119
6.1.4. Résistivité	119
6.1.5. Anisotropie uniaxiale induite.....	119
6.2. Le modèle d'anisotropie aléatoire.....	120
6.3. Usages des nanocristallins	121
7. La transformation de l'énergie aux fréquences industrielles (50-400 Hz).....	122
7.1. Les transformateurs de distribution.....	123
7.2. Les machines tournantes.....	127
7.2.1. Rappels sur l'énergie des systèmes magnétiques	128
7.2.2. Application à l'étude de quelques structures	128
7.2.3. Les grandes classes de machines	132
7.2.4. Matériaux magnétiques doux utilisés dans les machines tournantes.....	134
8. Les actionneurs	135
8.1. Un exemple d'actionneur tournant : la machine pas à pas à réluctance variable.....	135
8.2. Critères de choix, ordres de grandeurs	141
9. La transformation de l'énergie en électronique de puissance.....	143
9.1. Les inductances de lissage et les composants à accumulation d'énergie inductive	143
9.2. Contraintes liées à la haute fréquence	145
9.3. L'interface commande-puissance.....	146
9.3.1. La durée maximale d'impulsion	146
9.3.2. Temps de réponse.....	147
9.3.3. Remarque sur l'interrupteur statique.....	147
Exercice : Étude d'un dispositif stabilisateur de tension utilisant une inductance saturable.....	148
Solution de l'exercice.....	151
Références.....	153
Chapitre 17 - Les matériaux doux pour l'électronique haute fréquence	155
1. Susceptibilité et perméabilité complexes.....	155
1.1. Susceptibilité et perméabilité complexes isotropes	156
1.1.1. Signification physique de χ' , χ'' , μ' et μ''	156
1.1.2. Régime dynamique quelconque.....	157
1.1.3. Relations de Kramers-Kronig	158
1.2. Matériaux anisotropes - Tenseur de susceptibilité et perméabilité complexes.....	158

2. Méthodes de mesure de la susceptibilité et de la perméabilité complexes.....	159
2.1. Susceptibilités interne et externe	159
2.1.1. Calcul de la susceptibilité externe dans un cas simple.....	160
2.1.2. Effet du champ démagnétisant sur les dérives et sur les pertes.....	160
2.1.3. Effet de peau et résonance dimensionnelle	161
2.2. Théorème de réciprocité	162
2.3. Mesure par perturbation d'une bobine	162
2.4. Mesure à deux bobines.....	163
2.5. Limitations en fréquence des méthodes de bobine	164
2.6. Mesure sur échantillon torique	164
3. Les mécanismes élémentaires de susceptibilité.....	166
3.1. Mécanisme de rotation.....	167
3.1.1. Rotation isotrope (ou symétrie uniaxiale)	168
3.1.2. Rotation anisotrope	172
3.2. Mécanisme de paroi	173
3.2.1. Comportement balistique - Masse de Döring.....	174
3.2.2. Introduction de l'amortissement - Mobilité de paroi	176
3.2.3. Equation du mouvement d'une paroi plane isolée	177
3.2.4. Généralisation aux parois courbes	177
3.2.5. Relaxation de diffusion	178
3.2.6. Désaccommodation	178
4. Susceptibilité dans l'état désaimanté : le problème de l'homogénéisation.....	179
4.1. Les approximations d'additivité ou de moyenne	180
4.1.1. Modèle de Snæk	180
4.1.2. Modèle de Globus <i>et al.</i>	180
4.2. Modèle du milieu effectif	182
4.3. Contribution de paroi et contribution de rotation	183
5. Susceptibilité dans l'état saturé - Modes magnétostatiques.....	184
5.1. Susceptibilités et perméabilités circulaires - Gyrotropie	185
5.2. Résonance magnétostatique uniforme.....	186
5.3. Résonance non uniforme : modes magnétostatiques	187
5.4. Rôle de l'interaction d'échange : ondes de spins.....	189
6. Panorama des matériaux et des applications radiofréquences	191
6.1. Spinelles	191
6.2. Hexaferites planaires	194
6.3. Applications aux composants inductifs linéaires.....	195
7. Panorama des matériaux et des applications hyperfréquences	198
7.1. Grenats ferrimagnétiques.....	198
7.2. Applications hyperfréquences	199
7.2.1. Dispositifs non réciproques.....	199
7.2.2. Résonateur accordable	203
Appendice : Méthode du milieu effectif.....	204
Exercices	209
Solutions des exercices.....	209
Références.....	210

Chapitre 18 - Les matériaux magnétostrictifs	213
1. La famille des Invars et des Elinvars	213
1.1. Alliages à dilatation thermique contrôlée.....	213
1.2. Alliages à module élastique stable	215
2. Matériaux magnétostrictifs pour actionneurs	216
2.1. Les matériaux à forte magnétostriction anisotrope.....	216
2.2. Le Terfenol-D.....	217
2.3. Applications du Terfenol-D aux actionneurs	222
2.3.1. Actionneur linéaire	222
2.3.2. Actionneur différentiel	222
2.3.3. Actionneur à effet Wiedemann	223
2.3.4. Moteur linéaire magnétostrictif	223
2.3.5. Moteurs magnétostrictifs rotatifs.....	224
2.3.6. Les sonars	225
3. Matériaux pour capteurs.....	226
3.1. Le Metglas 2605SC.....	227
3.2. Capteurs basés sur les effets magnétoélastiques inverses.....	228
3.2.1. Capteur de force	228
3.2.2. Magnétomètre ultrasensible	229
3.2.3. Couplement à effet Wiedemann inverse	229
3.3. Capteurs basés sur les effets magnétoélastiques directs	230
3.3.1. Magnétomètres magnétostrictifs.....	230
3.3.2. Détecteur de position.....	230
4. Actionneurs et capteurs intégrés	231
5. Conclusions et perspectives	232
Exercices.....	233
Solutions des Exercices.....	233
Références.....	235
Chapitre 19 - La supraconductivité	237
1. Introduction.....	237
2. Définition de la supraconductivité	238
3. Quelques propriétés fondamentales des supraconducteurs	239
3.1. Champ critique thermodynamique et courant critique	239
3.2. Longueurs caractéristiques	239
4. Effets physiques reliés à la phase.....	240
4.1. Quantification du flux dans un anneau.....	240
4.2. Effet Josephson	241
4.3. Effet Josephson alternatif.....	242
4.4. Dynamique d'une jonction shuntée.....	242
5. Les SQUID	243
5.1. Le SQUID dc.....	244
5.2. Le SQUID rf.....	245
5.3. Le SQUID dans la pratique.....	246
6. Supraconducteur de type I et supraconducteur de type II.....	247
6.1. Champs critiques d'un supraconducteur de type II	248
6.2. Le réseau d'Abrikosov.....	249

6.3. Courant critique dans les supraconducteurs de type II	249
6.4. L'ancrage des vortex.....	250
7. Les matériaux supraconducteurs	251
8. Les applications	251
Références.....	253
Chapitre 20 - Couches minces et multicouches magnétiques	255
1. Du contrôle de l'environnement local au contrôle des propriétés physiques.....	256
2. Elaboration et nanostructure des couches minces et multicouches magnétiques.....	259
2.1. Généralités.....	259
2.2. Techniques expérimentales les plus communément utilisées pour l'élaboration des couches minces et multicouches magnétiques.....	260
2.2.1. La pulvérisation cathodique.....	260
2.2.2. L'épitaxie par jet moléculaire (EJM, MBE en anglais).....	262
2.2.3. Les méthodes de caractérisation chimique et structurale des couches minces et multicouches	264
3. Magnétisme des surfaces, interfaces et couches minces	264
3.1. Augmentation du moment magnétique à la surface de métaux de transition	264
3.2. Apparition de moments en surface dans des matériaux n'ayant pas de moment en volume.....	266
3.3. Effets induits par le substrat sur le magnétisme de films ultraminces épitaxiés.....	266
3.4. Effet de dimensionalité réduite sur la transition de phase magnétique.....	268
3.5. Anisotropie magnétique des couches minces.....	268
3.5.1. Anisotropie de forme.....	271
3.5.2. Anisotropie magnétocristalline.....	272
3.5.3. Anisotropie magnétoélastique.....	272
3.5.4. Effet de rugosité et d'interdiffusion	273
4. Mécanismes de couplage dans les multicouches magnétiques	274
4.1. Couplage direct ferromagnétique par trous d'épingle ou par couplage dipolaire	274
4.2. Couplage à travers une couche non-magnétique dans les multicouches formées d'une alternance de couches de métal de transition ferromagnétique et de couches de métal de transition ou noble non-magnétique (exemple Co/Cu).....	276
4.3. Couplage interfacial entre couches de métaux de transition ferromagnétiques et de terres rares.....	277
5. Propriétés de transport de couches minces et multicouches	280
5.1. Généralités sur le transport électronique dans les métaux.....	280
5.1.1. Image classique	280
5.1.2. Description de la conductivité électrique dans le cadre d'un modèle de bandes, modèle du gaz d'électrons libres	281
5.1.3. Modèle à deux courants, diffusion dépendante du spin dans les métaux de transition magnétique.....	284
5.2. Effet de taille finie sur la conductivité de couches minces métalliques.....	285
5.3. Magnétorésistance des couches minces et multicouches métalliques magnétiques.....	286
5.3.1. Anisotropie de la magnétorésistance dans les métaux de transition ferromagnétiques massifs et en couches minces.....	286
5.3.2. L'effet de magnétorésistance géante (GMR).....	288
5.3.3. Origine physique de la magnétorésistance géante	289
5.3.4. Les différents types de multicouches à magnétorésistance géante.....	291

5.4. Effet tunnel d'électrons de spin polarisé.....	293
5.5. Applications des couches minces et multicouches magnétiques.....	295
5.5.1. Media pour l'enregistrement magnétique	295
5.5.2. Media pour l'enregistrement magnéto-optique.....	296
5.5.3. Matériaux doux.....	296
5.5.4. Matériaux magnétostrictifs	297
5.5.5. Matériaux pour usage micro-ondes	297
5.5.6. Matériaux magnétorésistifs.....	297
Références.....	298
Chapitre 21 - Les principes de l'enregistrement magnétique.....	301
1. Introduction.....	302
2. Panorama des divers procédés d'enregistrement magnétique	302
2.1. Enregistrement analogique	303
2.2. Enregistrement numérique.....	305
2.3. Enregistrement perpendiculaire.....	306
2.4. Enregistrement magnéto-optique.....	307
2.5. Mémoire à propagation de domaines	307
3. Les milieux d'enregistrement (media).....	309
3.1. Milieux particuliers	310
3.1.1. Modèle de Stoner-Wohlfarth	310
3.1.2. Superparamagnétisme des milieux particuliers	311
3.2. Milieux granulaires, couches minces métalliques.....	312
3.3. Milieux continus : couches monocristallines épitaxiales et couches amorphes homogènes.....	314
4. Le processus d'écriture	315
4.1. Champ produit par une tête magnétique	315
4.2. Stabilité de l'aimantation écrite.....	317
4.3. Écriture d'une transition par une tête de Karlqvist.....	319
5. Le processus de lecture.....	322
5.1. Lecture inductive.....	322
5.2. Lecture magnétorésistive	325
6. Remarque conclusive.....	331
Références.....	331
Chapitre 22 - Ferrofluides	333
1. Introduction.....	333
2. Caractéristiques d'un ferrofluide	334
2.1. Stabilité.....	334
2.2. Types de ferrofluides et fabrication.....	335
2.2.1. Ferrofluides surfactés	335
2.2.2. Ferrofluides ioniques.....	336
3. Propriétés des ferrofluides.....	336
3.1. Superparamagnétisme	336
3.2. Interactions entre particules : formation de chaînes	338
3.3. Viscosité	339
3.4. Biréfringence optique.....	340

4. Applications	341
4.1. Joints étanches à grande durée de vie.....	341
4.2. Lubrification - Transfert thermique.....	341
4.3. Imprimante	341
4.4. Accéléromètres et inclinomètres	342
4.5. Polissage.....	342
4.6. Amortisseurs.....	342
4.7. Applications des propriétés optiques des ferrofluides	342
4.8. Applications de caractère biomédical.....	343
4.9. Développements prévisibles	343
5. Instabilités de surface	344
Références.....	347
Chapitre 23 - Imagerie par résonance magnétique.....	349
1. Bases physiques de la résonance magnétique nucléaire.....	349
1.1. Niveaux d'énergie dans un champ magnétique	349
1.2. Une assemblée de noyaux dans un champ magnétique	351
1.3. Impulsions radiofréquence.....	351
1.4. Relaxation spin réseau	352
1.5. Signal de précession libre	353
1.6. Déplacement chimique.....	353
1.7. Échos de spins	354
1.8. L'expérience RMN	356
2. L'imagerie de résonance magnétique	356
2.1. Impulsions sélectives : l'approximation de la réponse linéaire	357
2.2. Gradients de champ.....	360
2.3. Excitation d'un système de spins en présence de gradient : sélection de tranche.....	361
2.4. Imagerie : l'espace réciproque	362
2.5. Contraste.....	364
3. Un exemple d'application de l'IRM : l'imagerie de l'activité cérébrale	364
3.1. Les modifications hémodynamiques et du degré d'oxygénation induites par l'activation neuronale	365
3.2. Le contraste Bold : mécanismes biophysiques	366
3.2.1. Effets de susceptibilité magnétique dans des tissus	368
3.2.2. Effets de susceptibilité et signal RMN : le contraste BOLD	369
3.3. Les séquences IRMf.....	373
3.4. Le déroulement d'un protocole IRMf et le traitement d'images	375
3.5. Exemples d'applications.....	375
3.5.1. Vision.....	376
3.5.2. Cognition	377
3.5.3. Motricité	378
Références.....	379
Chapitre 24 - Magnétisme des matériaux terrestres et géomagnétisme.....	381
1. Introduction.....	381
2. Techniques expérimentales	382
2.1. Généralités.....	382
2.2. Mesures d'aimantation rémanente.....	383

2.3. Mesures de susceptibilité et d'anisotropie	384
2.4. Caractérisation des minéraux magnétiques	385
2.5. Mesures de champ.....	386
3. Propriétés magnétiques intrinsèques des matériaux terrestres	386
3.1. Introduction	386
3.2. Les différents minéraux magnétiques.....	388
3.2.1. Les oxydes	388
3.2.2. Les sulfures.....	390
3.2.3. Autres minéraux ordonnés	390
3.2.4. Les minéraux paramagnétiques	391
3.3. Applications de la minéralogie magnétique en sciences de la Terre.....	391
4. Anisotropie magnétique : application à la détermination de la fabrique des matériaux	393
5. L'aimantation rémanente naturelle	397
5.1. Principes du paléomagnétisme	397
5.2. Les processus d'acquisition de l'ARN	398
5.2.1. L'aimantation thermorémanente (ATR).....	398
5.2.2. L'aimantation rémanente cristalline (ARC)	398
5.2.3. L'aimantation rémanente visqueuse (ARV)	399
5.2.4. L'aimantation rémanente de dépôt (ARD).....	399
5.2.5. L'aimantation piézorémanente (APR)	399
5.3. Techniques d'analyse de l'ARN.....	400
6. Le champ magnétique terrestre actuel	401
6.1. Généralités	401
6.2. Le champ du noyau	402
6.3. Variations spatiales à courte longueur d'onde : aimantation de la croûte.....	403
6.4. Variations temporelles rapides : champ externe	405
7. Le champ passé vu par le paléomagnétisme.....	407
8. Origine du champ du noyau : l'effet dynamo	409
9. Applications du paléomagnétisme	411
9.1. Tectonique et dérive des continents	411
9.2. Datation	413
10. Magnétisme extraterrestre	415
Références.....	417
Chapitre 25 - Magnétisme et Sciences de la Vie	419
1. Propriétés magnétiques de la matière organique	419
1.1. Matériaux organiques inertes.....	419
1.2. Matériaux organiques vivants.....	420
1.3. Matériaux organométalliques et biologie	421
1.3.1. L'hémoglobine	421
1.3.2. La ferritine et l'hémosidérine	422
1.3.3. La fibrine	422
1.4. Minéraux magnétiques encapsulés par la matière organique	422
1.4.1. Algues et bactéries magnétiques.....	422
1.4.2. Magnétisme animal	423
1.4.3. Microsphères encapsulées.....	424
1.5. La sensibilité de l'homme aux champs magnétiques	424

2. Techniques magnétiques d'exploration du vivant	425
2.1. Les méthodes de résonance.....	425
2.2. La détection des champs magnétiques émis par les tissus vivants.....	425
2.3. Les techniques de marquage magnétique.....	427
2.4. Les capteurs magnétiques	427
3. Techniques magnétiques d'intervention in vivo	428
3.1. Valve cardiaque.....	428
3.2. Guidage magnétique de cathéters.....	429
3.3. Soins dentaires.....	430
3.4. Micro-actionneurs	430
3.5. Utilisation des bactéries magnétiques	431
3.6. Utilisation d'autres matériaux magnétiques	431
3.7. Magnétothérapie.....	431
4. Conclusions.....	432
Références.....	433
Chapitre 26 - Magnétisme pratique et instrumentation.....	435
1. Techniques de mesure de l'aimantation.....	435
1.1. Théorème de réciprocité	435
1.2. Mesure des matériaux doux	436
1.2.1. Mesure d'un échantillon torique	437
1.2.2. Perméamètre d'Epstein	438
1.3. Mesure d'aimantation de matériaux durs ou de matériaux faiblement magnétiques	438
1.3.1. Méthodes de force	438
1.3.2. Méthodes de flux	441
1.3.3. Pont de Hartshorn.....	449
1.3.4. Mesure d'anisotropie.....	450
1.3.5. Étalonnage de l'aimantation	450
2. Production de champs magnétiques.....	450
2.1. Production de champ magnétique sans utiliser des matériaux magnétiques	451
2.1.1. Calcul du champ produit par un solénoïde en n'importe quel point de l'espace	451
2.1.2. Le solénoïde.....	452
2.1.3. La bobine supraconductrice	452
2.1.4. La bobine de Bitter.....	454
2.1.5. Techniques hybrides.....	454
2.1.6. Champs pulsés.....	455
2.2. Production de champ magnétique en utilisant des matériaux magnétiques.....	456
2.2.1. Quelques approximations utiles.....	456
2.2.2. Canalisation du flux - Cas d'un circuit fermé	457
2.2.3. Canalisation du flux - Cas d'un circuit avec entrefer : l'électroaimant.....	458
2.2.4. L'aimant	460
2.2.5. Aimant en U presque fermé	461
2.2.6. Le cylindre magique.....	462
Référence	465

Annexes	467
1. Symboles utilisés dans le texte.....	467
2. Unités et constantes universelles.....	471
2.1. Conversion des unités MKSA en système CGS et autres systèmes d'unités d'usage courant.....	471
2.2. Quelques valeurs numériques utiles	472
3. Tableau périodique des éléments	473
4. Susceptibilités magnétiques	475
5. Matériaux ferromagnétiques	479
6. Aspects économiques des matériaux magnétiques.....	481
6.1. Introduction	481
6.2. Matériaux durs pour aimants permanents	482
6.3. Matériaux doux	485
6.4. Matériaux pour l'enregistrement magnétique	486
6.5. Autres matériaux magnétiques	486
Bibliographie générale	489
Index des matériaux et des sujets	493
Table des matières	499

