

LP 46 : PROPRIÉTÉS MACROSCOPIQUES DES CORPS FERROMAGNÉTIQUES

Jeudi 29 mars 2018

Elles sont où toutes les fiches BNC-banane ?! Et les GBF ?! Et les oscillos ?!

Anne Missiaen & Jeanne Bernard

LES AGRÉGATIFS QUAND LES L3 ONT TP D'ÉLEC...

Niveau : L2

Commentaires du jury

2017 : L'introduction des milieux linéaires en début de leçon n'est pas judicieuse.

2016 : Un bilan de puissance soigné doit être réalisé.

2015 : Le principe de fonctionnement du circuit électrique utilisé pour présenter un cycle d'hystérésis doit être connu. Jusqu'en 2013, le titre était : *Propriétés macroscopiques des corps ferromagnétiques. Applications.*

2009, 2010 : L'intérêt du champ H doit être clairement dégagé. L'obtention expérimentale du cycle d'hystérésis doit être analysée.

Jusqu'en 2004, le titre était : *Propriétés macroscopiques des corps ferromagnétiques : applications aux circuits magnétiques.*

2001 : Il faut consacrer du temps aux applications (stockage des données, transformateurs, électroaimants...) en justifiant l'adéquation du type de matériau ferromagnétique à la fonction visée.

Bibliographie

- ↗ *Dictionnaire de physique*, **Taillet** → toujours utile.
- ↗ *Electromagnétisme 4*, **BFR** → l'essentiel du cours.
- ↗ *Electromagnétisme*, **Mauras** → complète le cours.
- ↗ *Magnétisme I et II*, **Trémolet** → analogie circuit électrique et circuit magnétique.
- ↗ *Electrotechnique PSI*, **Précis Bréal Brenders** → montage pour le cycle d'hystérésis.
- ↗ *Expériences d'électronique*, **Duffait** → Rappels sur le montage intégrateur.
- ↗ *La Physique par les objets quotidiens*, **Ray et Poizat** → Disque dur.

Prérequis

- Electromagnétisme dans la matière (équations de Maxwell, induction, courants de Foucault)
- Paramagnétisme et diamagnétisme
- Montage intégrateur à AO
- Transformateur

Table des matières

1	Présentation du ferromagnétisme	2
1.1	Équations de Maxwell dans un milieu magnétique	2
1.2	Relation constitutive	3
1.3	Réductance magnétique	3
2	Aimantation d'un matériau ferromagnétique	4
2.1	Cycle d'hystérésis	4
2.1.1	Montage expérimental	4
2.1.2	Observations et définitions	6
2.2	Aspects énergétiques	6
2.3	Interprétation mésoscopique	8
3	Quelques applications du ferromagnétisme	10
3.1	Stockage de données	10
3.2	Paléomagnétisme	11

Introduction

➤ BFR P.98

Nous connaissons déjà quelques aspects du magnétisme dans la matière grâce à notre étude préalable des phénomènes de paramagnétisme et diamagnétisme : lorsque certains matériaux sont soumis à un champ extérieur, ils acquièrent une aimantation dans le même sens que le champ extérieur (paramagnétisme) ou dans le sens opposé (diamagnétisme). Cette aimantation est induite.

La question que nous pouvons alors nous poser est la suivante : quel est le phénomène responsable de l'aimantation permanente des aimants ?

Les aimants sont des matériaux *ferromagnétiques*, c'est-à-dire qu'ils présentent une aimantation permanente en l'absence de champ magnétique extérieur appliqué.

L'objectif de la leçon est de présenter les caractéristiques macroscopiques des matériaux ferromagnétiques et plusieurs de leurs applications.

1 Présentation du ferromagnétisme

1.1 Équations de Maxwell dans un milieu magnétique

➤ BFR p.98 et Précis p.49

Un milieu magnétique peut être décomposé en petits éléments volumiques (à l'échelle mésoscopique), qui possèdent chacun un moment dipolaire magnétique (orbital et spin). On définit le **vecteur aimantation** \vec{M} :

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV}$$

où $d\vec{m}$ est le moment magnétique résultant dans un volume élémentaire dV . L'aimantation s'exprime en $A.m^{-1}$ (densité volumique de moment dipolaire).

Nous savons déjà qu'il est possible d'associer un moment magnétique à une boucle de courant. Or le vecteur aimantation \vec{M} est un moment magnétique volumique. Donc nous pouvons lui associer une distribution de courants de densité volumique $\vec{j}_{lié}$ définie comme :

$$\vec{j}_{lié} = \text{rot}(\vec{M})$$

Commentaires sur les courants équivalents à une aimantation

➤ BFR p.105

- Ces courants sont souvent qualifiés de "fictifs", car ce ne sont pas des courants macroscopiques (ou courants de convection) de porteurs de charges libres dans la matière.
- Une démonstration de la relation ci-dessus se fait à partir des potentiels vecteurs à partir de la constatation qu'à l'échelle macroscopique rien ne distingue un champ magnétique dû à des dipôles magnétiques d'un champ dû à des courants. (voir BFR p.103)

L'équation de Maxwell-Ampère (dans un milieu non non polarisé) se ramène donc à :

$$\text{rot} \vec{B} = \mu_0 (\vec{j}_{libre} + \vec{j}_{lié})$$

$$\text{rot} \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) = \vec{j}_{libre}$$

On définit alors le champ \vec{H} , appelé **induction magnétique** (qui s'exprime en $A.m^{-1}$) :

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$$

L'équation de Maxwell-Ampère devient alors :

$$\text{rot}(\vec{H}) = \vec{j}_{\text{libre}}.$$

⇒ L'intérêt de \vec{H} réside dans le fait qu'il n'est lié qu'à \vec{j}_{libre} , grandeur dont nous mesurons directement l'existence sous la forme de I_{libre} dans les expériences, à l'aide d'un ampèremètre.

Il nous manque finalement une équation pour résoudre le système (9 inconnues \vec{E} , \vec{B} , et \vec{H} pour 8 équations de Maxwell scalaires) : il s'agit de la relation constitutive entre M et H .

1.2 Relation constitutive

↪ Mauras p.249 et Précis p.53

Nous considérons ici un **milieu magnétique linéaire isotrope** : les vecteurs \vec{H} et \vec{M} y sont colinéaires. La relation constitutive recherchée dépend alors du matériau :

- matériau paramagnétique** : $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$ avec $\chi_m > 0$.
La relation est linéaire et en ordre de grandeur $\chi_m \sim 10^{-3} - 10^{-6}$ (sans unité).
- matériau diamagnétique** : $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$ avec $\chi_m < 0$.
La relation est linéaire et en ordre de grandeur $|\chi_m| < 10^{-4}$.

A ce stade nous ne voyons pas comment des aimants permanents peuvent exister, puisque $\vec{H} = \vec{0} \Rightarrow \vec{M} = \vec{0}$!

- matériau ferromagnétique** : la relation entre \vec{M} et \vec{H} n'est pas linéaire, $\chi_m > 0$ dépend de H , et peut atteindre des valeurs très élevées $\sim 10^5$. On écrit dans ce cas : $\vec{M} = \chi_m(\vec{H}) \vec{H}$.

Le ferromagnétisme n'existe que dans des corps à structure cristalline, essentiellement des solides (Fe, Ni, Co, leurs alliages), alors que le paramagnétisme et le diamagnétisme existent aussi dans des liquides.

Au-delà d'une certaine température, appelée température de Curie, le matériau devient paramagnétique.

Températures de Curie

$$T_c(\text{Fe}) = 1043\text{K} \quad ; \quad T_c(\text{Ni}) = 631\text{K} \quad ; \quad T_c(\text{Co}) = 1400\text{K}.$$

Finalement, comme $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$, alors :

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} = \mu\vec{H}$$

où $\mu_r = 1 + \chi_m$ est la perméabilité magnétique relative et μ la perméabilité magnétique absolue du matériau.

Dans les milieux conducteurs, nous avons aussi une relation constitutive : $\vec{j} = \sigma\vec{E}$. Nous allons pousser plus loin l'analogie entre circuit électrique et circuit magnétique.

1.3 Réluctance magnétique

↪ Tremolet II p.137

Relation	Circuit électrique	Circuit magnétique
Relation constitutive	$\vec{j} = \sigma \vec{E}$	$\vec{B} = \mu \vec{H}$
Conservation du flux	$\text{div } \vec{j} = 0$	$\text{div } \vec{B} = 0$
Flux	$i = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$	$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$
Circulation (potentiel)	$U = \oint \vec{E} \cdot d\vec{l}$	$C = \oint \vec{H} \cdot d\vec{l}$
Loi macroscopique	$U = Ri$	$C = R_m \Phi$
Résistance, réluctance	$R = \int_C \frac{dl}{\sigma S}$	$R_m = \int_C \frac{dl}{\mu S}$

Ainsi, les lignes de champ magnétique suivent le chemin de moindre réluctance. Comme $\mu_{ferro} \gg \mu_{air}$, alors $R_{m,ferro} \ll R_{m,air}$: un matériau ferromagnétique canalise les lignes de champ magnétique.

2 Aimantation d'un matériau ferromagnétique

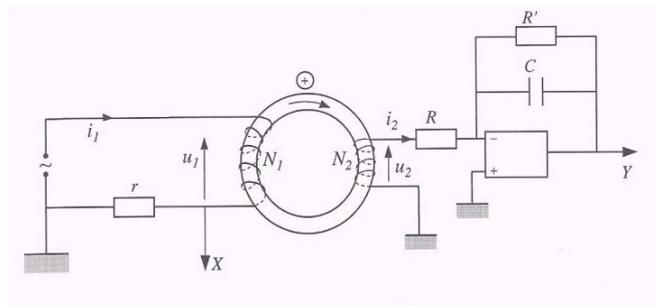
2.1 Cycle d'hystérésis

Objectif : Caractériser le cycle d'hystérésis correspondant à la relation entre \vec{H} et \vec{B} .

2.1.1 Montage expérimental

➤ Précis p.55 et Duffait p.90 pour un rappel sur le montage intégrateur.

Il nous faut créer une excitation \vec{H} facilement mesurable en tout point du milieu ferromagnétique isotrope homogène (théorème d'Ampère). Pour mesurer le champ magnétique \vec{B} dans la matière, nous utiliserons un milieu à géométrie particulière qui nous permettra de connaître la direction et le sens du champ dans le milieu.



Cycle d'hystérésis du ferromagnétisme

Référence: C. Garing – Milieux Magnétiques – Ed. Ellipses

- **Mesure de l'excitation magnétique**

On applique le théorème d'Ampère à un contour moyen de rayon r_e , situé dans le tore :

$$2\pi r_e H(t) = N_1 i_p(t)$$

car $N_2 i_2$ est négligeable.

Or $v = r i_p$, donc :

$$H(t) = \frac{N_1}{2\pi r_e} \times \frac{v(t)}{r}$$

$v(t)$ est donc l'image de l'induction magnétique $H(t)$ à un coefficient multiplicatif près.

- **Mesure du champ magnétique**

Pour déterminer $B(t)$, nous utilisons un deuxième enroulement de N_2 spires au secondaire. Le flux de \vec{B} à travers cette bobine dépend du temps : il y a induction. Il existe donc aux bornes du secondaire une force électromotrice $e_2(t)$ telle que :

$$e_2(t) = -\frac{d\Phi}{dt}$$

Dans le montage, le courant i_2 au secondaire est négligeable devant les autres courants.

On a alors :

$$u_s(t) = u_2(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = -N_2S\frac{dB}{dt}(t)$$

où S représente l'aire de la section du tore.

En sortie de l'intégrateur, on a alors :

$$w(t) = -\frac{1}{RC} \int u_2(t)dt = -\frac{1}{RC} \int (-N_2S\frac{dB}{dt}(t))dt = \frac{N_2S}{RC}B(t) + cste$$

Il faut alors annuler cette constante qui provient de la dérive de l'intégrateur. La mise à zéro est effectuée en déchargeant le condensateur dans une résistance en parallèle. On obtient alors $B(t)$ par la relation :

$$B(t) = \frac{RC}{N_2S}w(t).$$



Cycle d'hystérésis

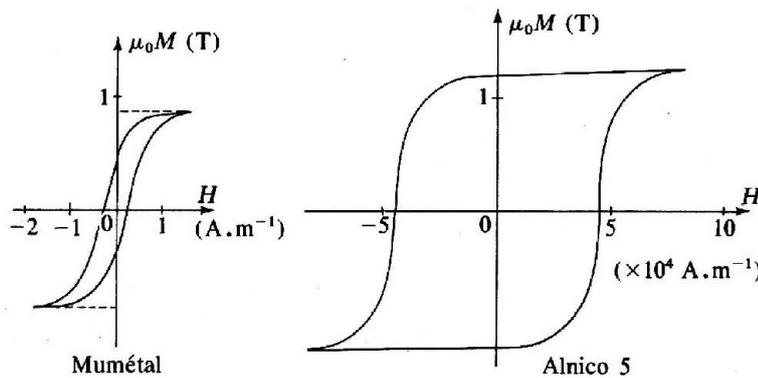
➤ Précis p.55

⊙ 5-10 min

Tracer le cycle d'hystérésis pour un matériau dur et/ou doux. Utiliser un GBF puis un ampli de puissance, un rhéostat, un intégrateur, un oscilloscope et un tore ferromagnétique. Visualiser le cycle en mode XY. Possibilité de montrer la première aimantation avant de tracer le cycle.

A l'oscillo, on a w en fonction de v , donc à des facteurs numériques près, c'est B en fonction de H . La relation $M(H) = \frac{1}{\mu_0}B(H) - H$ permet ensuite de tracer la courbe M en fonction de H .

CYCLES D'HYSTÉRÉSIS DU MUMÉTAL ET DE L'ALNICO 5



Fichier: LY15PEM402

Titre: Cycles d'hystérésis du Mumétal et de l'Alnico 5

Source: Electromagnétisme 4, M.Bertin, J-P.Faroux, J.Renault, fig 11, p186, Dunod.

Cote: EM4

Mumétal (matériau doux) : 77% Ni, 16% Fe, 5% Cu, 2% Cr.

Alnico 5 (matériau dur) : 51.5% Fe, 13.5% Ni, 24% Co, 8% Al, 3% Cu).

2.1.2 Observations et définitions

Grâce au courant au primaire, nous avons imposé une induction magnétique dans le matériau, qui a réagi en livrant la réponse $B(H)$. On remarque que :

- Le cycle varie entre 2 valeurs extrêmes $-B_{sat}$ et $+B_{sat}$ qui dépendent de l'amplitude du courant d'entrée. On a $B_{sat} = \mu_0 H + \mu_0 M_{sat}$. On parle alors d'**aimantation de saturation**. Elle dépend de la température (elle décroît avec T et devient nulle pour $T > T_{Curie}$) et du matériau, en particulier de sa pureté.
- Lorsque $H = 0$, B n'est pas nulle (donc l'aimantation non plus). C'est le **champ rémanent** : $B_r = \mu_0 M_r$. C'est la technique pour fabriquer des aimants permanents !
- Pour annuler le champ magnétique B , il faut appliquer une induction, non nulle appelée **excitation coercitive** et noté H_c .
- Le phénomène d'hystérésis traduit une irréversibilité des processus d'aimantation. Étymologiquement, "*hystérésis*" signifie "*être en retard*". La valeur de B dépend de H , mais aussi de l'histoire magnétique, c-à-d de l'aimantation antérieure du matériau.
- **Matériaux dur/doux** : la taille du cycle diffère.

ODG de l'aimantation à saturation

↗ BFR p.175

A 20°C :

Matériau	M_{sat} ($A.m^{-1}$)	$\mu_0 M_{sat}$ (T)	T_c (K)
Fer	$1.7 \cdot 10^6$	2.14	1043
Cobalt	$1.4 \cdot 10^6$	1.76	1393
Nickel	$0.48 \cdot 10^6$	0.6	631

ODG champ rémanent et excitation coercitive

↗ BFR p.184

A 20°C :

Matériau	B_r (T)	H_c ($A.m^{-1}$)
Acier	1.0	$4 \cdot 10^3$
Fe, 3% Si	1.5	8

- **Matériaux durs** : fort champ coercitif. Exemple : acier. Leur magnétisme rémanent est difficile à supprimer et ces matériaux sont donc utilisés pour faire des aimants permanents
- **Matériaux doux** : faible champ coercitif $H_c \leq 100 A.m^{-1}$. Exemple : Fe, 3% Si. Leur aimantation est facilement modifiée.

2.2 Aspects énergétiques

↗ Précis p.64

La présence d'une hystérésis traduit une perte énergétique lors de son parcours. Nous allons montrer que l'aire du cycle d'hystérésis correspond à l'énergie volumique dissipée par le matériau ferromagnétique pendant le temps de parcours du cycle.

La puissance instantanée consommée au primaire est (en notant R_1 la résistance des fils de l'enroulement primaire) :

$$P_p(t) = u_p(t)i_p(t) \quad \text{avec} \quad u_p(t) = R_1 i_p(t) - e_1 = R_1 i_p(t) + N_1 \frac{d\phi_1}{dt}$$

Donc :

$$P_p = R_1 i_p^2(t) + N_1 i_p(t) \frac{d\phi_1}{dt}.$$

Or :

$$i_p(t) = \frac{2\pi r_e H(t)}{N_1} \quad \text{et} \quad N_1 \frac{d\phi_1}{dt} = N_1 S \frac{dB(t)}{dt} \quad \text{alors} \quad :$$

$$P_p(t) = R_1 i_p^2(t) + 2\pi r_e S H(t) \frac{dB(t)}{dt}.$$

La puissance moyenne est donc :

$$\langle P_p(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T P_p(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T R_1 i_p^2(t) dt + 2\pi r_e S \frac{1}{T} \int_0^T H(t) dB(t)$$

où T est la période de la tension excitatrice.

- Le premier terme est la **puissance Joule** P_J consommée dans la résistance d'entrée :

$$P_J = R_1 I_p^2$$

où I_p est la valeur efficace du courant $i_p(t)$.

- Le second terme est appelé **pertes fer**. $2\pi r_e S$ est le volume V du tore. Le produit $H(t)dB(t)$ est l'aire sous la courbe $H(B)$, donc $A = \frac{1}{T} \int_0^T H(t)dB(t)$ est l'aire comprise à l'intérieur du cycle. Finalement :

$$P_f = \frac{VA}{T}.$$

L'aire du cycle d'hystérésis représente -à un facteur numérique près- l'énergie volumique dissipée lors d'un cycle.

✎ BFR p.188

Dans les systèmes où aimantations et désaimantations sont fréquentes, on cherche à diminuer ce processus dissipatif d'énergie. Pour cela on utilise des alliages à faibles pertes donc ayant un cycle d'hystérésis d'aire petite : des matériaux doux.

Exemple en industrie et ODG

Pour les transformateurs, on utilise industriellement des tôles en fer au silicium (Fe, 3% Si) pour lesquels les pertes sont $\sim 100 J.m^{-3}$ et par cycle pour un champ maximal $B_m \sim 1T$.

Nature des pertes fer

- **Pertes par courants de Foucault** : pour les éviter, on fabrique des matériaux feuilletés (empilage de tôles séparées par un vernis isolant).
- **Pertes par hystérésis** : Le déplacement des domaines de Weiss et leur destruction sont responsables d'une dissipation énergétique.

2.3 Interprétation mésoscopique



Visualisation des domaines de Weiss

📄 Notice

⌚ 5 min

Utiliser le microscope polarisant, une lame de ferrite (celle avec le sourire), une caméra IDS, un objectif (le petit), l'adaptateur microscope. On visualise le film sur le logiciel Ueye-cockpit. Montrer l'évolution des domaines lorsque l'on approche un aimant. (Polarisation par effet Faraday).

📖 BFR p.176

1. Domaines d'aimantation spontanée

L'interprétation du ferromagnétisme est basée sur l'hypothèse, effectuée en 1907 par le physicien français Pierre Weiss, qu'un matériau ferromagnétique est divisé en domaines, appelés **domaines de Weiss**. Chacun de ces domaines est aimanté, c'est-à-dire que les dipôles magnétiques qu'il contient sont tous orientés dans la même direction ; l'aimantation d'un tel domaine est appelée **aimantation spontanée**.

Lorsque l'échantillon n'est pas aimanté, les différents domaines (taille typique : $10 - 100\mu m$) ont des orientations très diverses et l'aimantation macroscopique résultante est nulle.

Visualisation des domaines par des poudres magnétiques

La mise en évidence expérimentale la plus directe des domaines est celle des poudres magnétiques, due à Francis Bitter en 1931. Elle consiste à disposer, à la surface polie du matériau ferromagnétique, une suspension colloïdale de particules magnétiques (par exemple Fe_3O_4) : ces particules s'aimantent et sont alors soumises à des forces qui les attirent vers les zones de champ intense. Ces zones sont les frontières entre les domaines de Weiss, et les particules s'y rassemblent en les dessinant. Visibles au microscope, elle indiquent que les dimensions typiques des domaines sont $\sim 10 - 100\mu m$.

Directions d'aimantation préférentielles

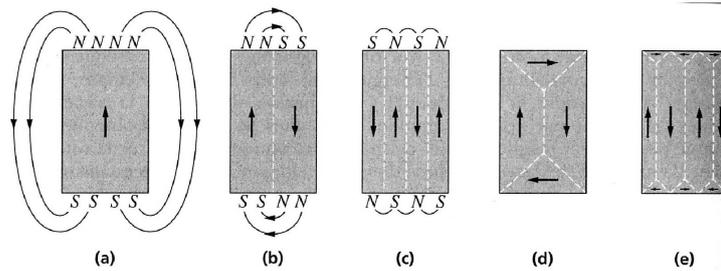
Les directions d'aimantation spontanées correspondent à des orientations préférentielles, qui dépendent de la structure du cristal.

Par exemple pour le fer, qui cristallise dans le système cubique centré, ces directions sont celles des arêtes du cube. Pour le nickel, qui cristallise dans le système cubique faces centrées, ce sont les diagonales du cube.

Les frontières entre les domaines ("parois") sont les zones où l'aimantation change de direction. Leur épaisseur typique est $\sim 0.1\mu m$ (quelques centaines de distances interatomiques). Exemple : retournement de 180° de l'aimantation = "parois de Bloch".

A la surface d'un ferromagnétique, on observe des "domaines de fermeture" qui diminuent ou même annulent le champ créé à l'extérieur. ces domaines de fermeture ont des formes qui dépendent des directions de facile aimantation du cristal.

Existence des domaines de Weiss



Agrégation de Physique	Réf : 34 - 003
Ouvrage : Physique de l'état solide (7ème édition) Auteur(s) ou collection : Charles Kittel, Dunod.	

2. Effet d'un champ magnétique externe

Lorsqu'on applique à l'échantillon un champ magnétique croissant, les domaines, qui possèdent une aimantation de même orientation que celle du champ, sont énergétiquement favorisés et croissants, au détriment des autres qui diminuent alors de volume. Cela s'effectue par déplacement des parois qui limitent les domaines.

- Pour les champs faibles, ces déplacements sont réversibles. Il y apparition d'une aimantation macroscopique non nulle.
- Pour des champs plus forts, il y a toujours déplacement des parois, certains domaines grossissent et l'aimantation croît. Mais ces déplacements sont devenus irréversibles, les parois rencontrent des obstacles, tels que les impuretés du cristal ou des défauts de la structure cristalline, sur lesquels elles se bloquent momentanément : les domaines, donc aussi l'aimantation, croissent alors par sauts discontinus. Il y a irréversibilité au sens thermodynamique du terme.
- Enfin, pour un champ plus élevé, les domaines deviennent moins nombreux, mais le champ n'est pas *a priori* dirigé selon l'une des directions de facile aimantation du cristal (directions qui sont initialement celles d'aimantation spontanée). Il se produit alors une variation de la direction d'aimantation spontanée des domaines, visant à s'aligner sur celle du champ. Cette augmentation de l'aimantation dans le sens du champ se fait donc par rotations essentiellement discontinues, avec disparition des dernières parois, jusqu'à ce que la saturation macroscopique de l'échantillon soit atteinte.

Courbe de 1ère aimantation et domaine de Weiss

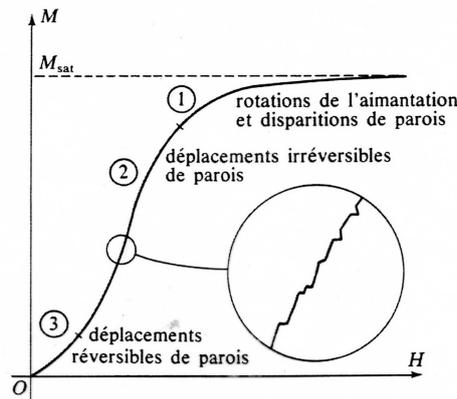


Fig. 7. Interprétation de la courbe de première aimantation.

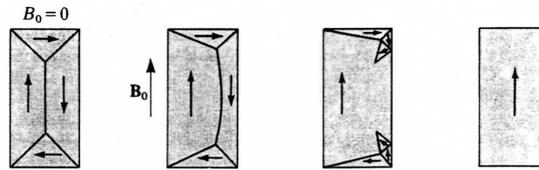


Fig. 6. Exemple de modifications des domaines d'un monocristal de fer sous l'effet d'un champ magnétique externe.

Bertin, Faroux et Renault
 Electromagnétisme 4 (Dunod) p179 et p180
 Année d'édition : 1984
 ISBN : 2-04-015439-6

Ce sont les défauts du matériau ferromagnétique qui sont responsables de l'irréversibilité du processus d'aimantation par déplacement de parois.

↓ Nous avons en fait étudié ici un transformateur, utilisé en TP/industrie pour abaisser/élever la tension (ou bien isoler un circuit si problème de masse il y a). En pratique, on utilise un ferromagnétique doux pour limiter les pertes par hystérésis, et feuilleté pour limiter les pertes par courants de Foucault. ↗ Cap prépa p.516

3 Quelques applications du ferromagnétisme

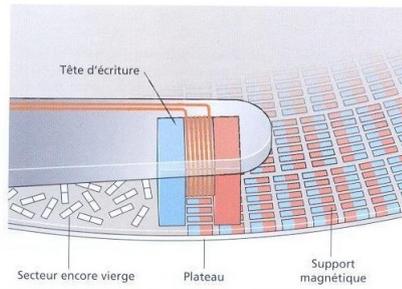
3.1 Stockage de données

↗ La Physique par les objets quotidiens p.100 et Taillet

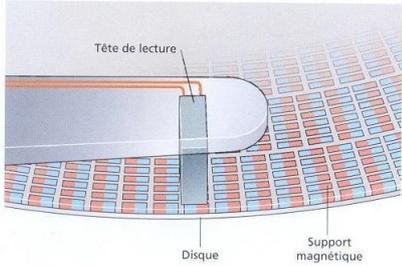
Un disque dur est constitué d'un ensemble de plateaux recouverts d'une couche ferromagnétique qui stocke les données sous forme binaire. Les têtes d'écriture sont des bobinages miniatures parcourus par un courant électrique : chacune aimante les zones d'un plateau dans un sens ou un autre, en fonction du sens du courant. La lecture des données est fondée sur la variation de la résistance d'un circuit placé dans la tête de lecture, provoquée par le changement du sens de l'aimantation des zones visitées.

- Support magnétique : ferromagnétique dur ;
- Tête d'écriture : ferromagnétique doux.

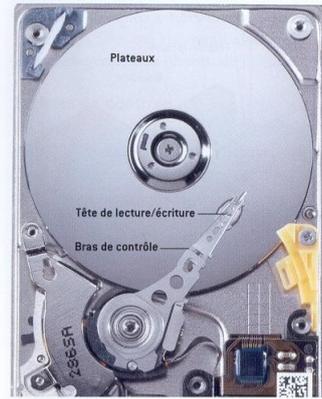
Le principe utilisé pour lire les données est la **magnétorésistance géante (GMR)**, découverte en 1988 par le français Albert Fert, prix Nobel en 2007. Le champ magnétique joue sur la résistance d'un matériau, le capteur étant très sensible et localisé, les disques durs sont de plus en plus miniaturisés.



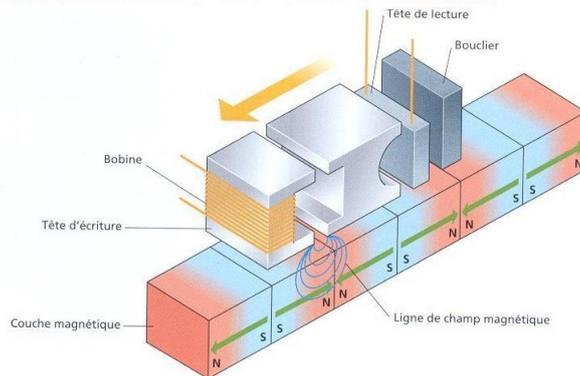
5 Principe de l'écriture des données sur un matériau ferromagnétique. La direction de l'aimantation à l'intérieur des différentes zones magnétiques est symbolisée par un code de couleurs: en gris sont représentés les domaines dont l'aimantation possède une orientation quelconque, ce qui correspond aux secteurs vierges du disque dur; la couleur indique les domaines dont l'aimantation a été modifiée par la tête d'écriture pour y enregistrer des données.



6 Principe de la lecture des données. La résistance d'un circuit électrique se déplaçant à proximité d'une zone magnétique varie lorsque l'orientation de l'aimantation de la zone change brusquement. Cet effet permet de lire les données inscrites sur le support magnétique.



7 Cette photo de l'intérieur d'un disque dur montre les éléments indispensables à son fonctionnement: les plateaux et la tête de lecture/écriture à l'extrémité du bras de contrôle. On aperçoit également une partie de l'électronique du contrôleur qui transmet les données à l'ordinateur.



8 Détail de la tête de lecture/écriture. La tête d'écriture est constituée d'une bobine qui produit un champ magnétique suffisamment intense pour orienter les zones de la couche magnétique. La tête de lecture mesure la variation de résistance provoquée par le changement d'orientation de l'aimantation à l'intérieur de zones contiguës. Le bouclier magnétique limite les interférences avec les zones précédentes lors de la lecture des données.

3.2 Paléomagnétisme

➤ Tremolet II p.397

Paléomagnétisme : étude des variations du champ magnétique terrestre sur des échelles de temps allant de qqes milliers d'années à qqes milliards d'années. Le paléomagnétisme s'appuie sur l'étude de l'aimantation des roches magnétiques qui se sont déposées sur des couches sédimentaires à différentes époques, en gardant la trace de l'orientation et de l'amplitude du champ magnétique ambiant ($ODG : 10^{-4}T$).

Des roches de basalte, contenant de la magnétite (Fe_3O_4 , matériau ferromagnétique), se forment à l'issue de la dérive des continents au fond des océans. La température de Curie de la magnétite étant de $580^\circ C$, on a apparition du ferromagnétisme à température ambiante? Au contact de l'eau des océans, la lave se refroidit et les domaines vont s'orienter dans le sens du champ magnétique terrestre.

Ces observations peuvent être exploitées pour déterminer :

1. l'intensité et la direction du champ ;

2. l'âge de la roche si on connaît $B_{ter} = f(t)$;
3. le mouvement subi par la roche depuis l'instant t_0 et la direction de $B_{ter}(t_0)$.

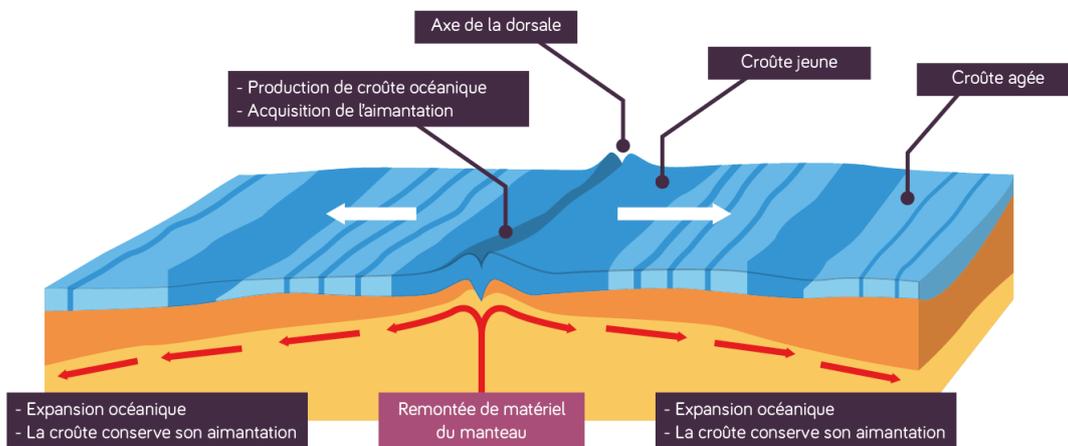
Comme il existe d'autres techniques de datation des roches, on peut remonter à l'historique des variations du champ magnétique terrestre ! Ces résultats ont permis, entre autres, d'apporter dans les années 60 une preuve supplémentaires de la dérive des continents.

ODG

Inversion du champ magnétique terrestre tous les 750 000 ans environ, l'inversion en elle-même prendrait ~ 1000 ans (les plus vieux planchers océaniques ont 180 Ma d'années).

Origine du champ magnétique terrestre

Le champ magnétique terrestre est produit par des effets dynamo au sein du noyau de fer liquide.



Conclusion

Au cours de cette leçon, nous avons découvert une nouvelle famille de matériaux : les corps ferromagnétiques. Ils sont caractérisés par une susceptibilité magnétique très forte, qui donne naissance à un cycle d'hystérésis ce qui rend le matériau dépendant de son histoire (applications au paléomagnétisme).

Les matériaux ferromagnétiques sont connus depuis longtemps, notamment pour la réalisation d'aimants permanents, mais les applications industrielles sont bien plus récentes : transformateur, moteurs, et maintenant stockage d'information.

Le comportement ferromagnétique est donc à distinguer des comportements diamagnétique et paramagnétique. Nous verrons en effet que la susceptibilité magnétique dépend de la température et qu'au-delà d'une certaine température (température de Curie), les corps ferromagnétiques se comportent comme des paramagnétiques : c'est la transition de phase ferro-para.