

LP 22: Propriétés macroscopiques des corps ferromagnétiques

Mathias Péault

Sources: Bertin-Faroud-Renault 4, Garing, Quaranta pour les manips, Trémolet I et II (que je n'ai pas pu emprunter à temps mais qui est très utile notamment pour la partie applications), Mathieu Sarrat

Pré-requis:

1. Équations de Maxwell (vide et dans la matière)
2. Moment magnétiques (orbital/spin)
3. Paramagnétisme/Diamagnétisme
4. Théorème d'Ampère/Loi de Faraday
5. Inductance (propre et mutuelle)

Pour les docteurs, manip : Courbe de première aimantation, Cycle hystérésis

INTRODUCTION (TRÈS LARGEMENT INSPIRÉ DE CELLE DE MATHIEU AVEC UN POIL PLUS DE FACT CHECKING)

Alors le ferromagnétisme, qu'est-ce que c'est ? Voici la définition:

Ferromagnétisme: phénomène physique par lequel certains corps s'aimantent très fortement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur et présentent une aimantation importante même en l'absence de champ excitateur, modifiant ainsi de façon considérable le champ magnétique dans lequel ils sont plongés. Il inclut le ferrimagnétisme (voir plus loin). Il se distingue du paramagnétisme qui ne concerne que les matériaux qui ne conservent pas leur aimantation à champ nul (on en reparlera aussi). Ce phénomène n'apparaît qu'à des températures inférieures à une température seuil, dite température de [Pierre]Curie (au delà, l'agitation thermique est suffisamment importante pour générer un désordre dans l'alignement des moments magnétiques).

Historique: Ce phénomène est connu des hommes des Hommes depuis très longtemps. Dès l'Antiquité, le (ferro/ferri-)magnétisme, phénomène physique mettant en jeu l'attraction d'un petit morceau de fer par la *pierre d'aimant* (magnétite), suscitait déjà beaucoup d'intérêt et de questions. Qu'observait-on concrètement ? Premièrement, lorsque approché par la *pierre d'aimant*, le fer est attiré par la magnétite. Mais ce n'est pas tout, mieux, lorsque celle-ci est éloignée il conserve, et ce temporairement, les mêmes propriétés que la magnétite et peut ainsi à son tour attirer certains matériaux (aimantation rémanente! voir Figure 1). Très vite, on construit des boussoles pour l'exploration. Les aimants sont réellement étudiés pour la première fois en 1269 par Pierre de Maricourt (attraction/répulsion, pôles magnétiques, aimant cassé conserve deux pôles). Il faut attendre la renaissance après pour de nouveau avancer pour arriver au lien entre électricité et magnétisme au 18ème/19ème voire les travaux de Ørsted, Ampère, Coulomb, Faraday, etc. Tant qu'on y est on peut parler de Louis Eugène Félix Néel qui a obtenu le prix Nobel en 1970 pour ses travaux fondamentaux et ses découvertes sur l'antiferromagnétisme et le ferrimagnétisme, qui ont conduit à des applications importantes en physique du solide.

Étymologie et Géologie: Le mot magnétisme vient du nom de la région de Magnésie (Région en Asie Mineure? ou nome de Grèce (sorte de département/région d'antan)? ou bien une autre histoire dans une autre source?, en vrai **c'est pas clair il existe plusieurs versions différentes**) où l'on a découvert la pierre (magnétite) qui avait la propriété d'attirer le fer: ces pierres d'aimant sont constituées d'oxydes de fer (Fe_3O_4 ou autres). **Attention** en vrai elles sont ferrimagnétiques: elles ont des moment magnétiques (donc cette fois à l'échelle microscopique, le mouvement des électrons dans l'atome) antiparallèles d'amplitude différentes qui résultent, tout de même, en une aimantation globale dans le sens de B).

En 2020: Des nos jours, l'aimantation permanente est un phénomène tout à fait naturel et fortement présent autour de nous, même si c'est toujours quelque chose qui fascine et qui suscite parfois l'incompréhension (checkmate Nicolas). On peut citer comme exemples d'objets du quotidien: les transformateurs dans nos chargeurs, mémoires magnétiques: les disques durs ou les cassettes pour les trentenaires (checkmate Nicolas), les boussoles (pas sûr que vous l'utilisiez souvent cela dit, Nicolas ?), la carte de France sur le réfrigérateur évidemment...

Manip d'intro: Un compte-rendu de l'an dernier mentionne qu'il faudrait introduire la leçon

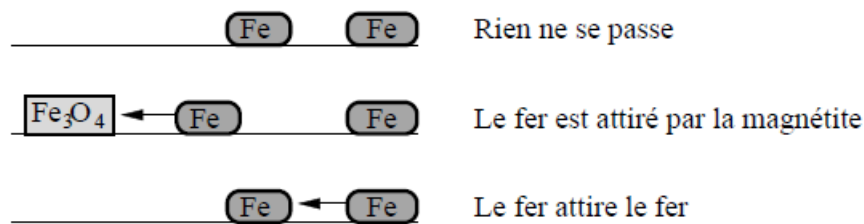


Figure 1: Schéma de l'action de la magnétite sur du fer (volé à Mathieu)

en se focalisant très rapidement uniquement sur les ferromagnétiques à l'aide d'une petite manipulation permettant de montrer expérimentalement la différence entre ferromagnétique dur et mou (Montrer que dans le premier cas l'aimantation rémanente est forte et presque permanente et dans le second que celle-ci est plus faible et moins durable). Proposition de Mathieu: mettons tout d'abord en évidence quelques propriétés des matériaux ferromagnétiques.

- **Manip :**

- Connecter un solénoïde à un générateur électrique éteint.
- Allumer le générateur (courant électrique constant) et mesurer le champ magnétique au moyen d'un teslamètre, après avoir fait le zéro de celui-ci.
- Approcher du solénoïde un noyau de fer (non-aimanté). Mesurer le champ magnétique et constater l'augmentation du champ.
- Constater l'attraction entre le noyau et le solénoïde.
- Couper l'alimentation et mesurer le champ magnétique. Constater l'existence d'un champ rémanent.

- **Interprétation :**

- Le noyau de fer est attiré par le solénoïde et s'immobilise là où le champ est le plus intense. Il existe donc une force exercée par le champ magnétique sur l'aimant.
- Le champ magnétique au voisinage de l'ensemble est plus intense après introduction du noyau : matériau aimanté produisant un champ magnétique s'ajoutant au champ initial.
- En coupant le courant, un \vec{B} plus faible subsiste : aimant permanent et rémanence.

Comparaison avec le paramagnétisme : les deux premiers résultats sont en nature analogues à ceux obtenus pour une substance paramagnétique, mais ils sont plus forts. L'augmentation relative du champ magnétique avec un matériau paramagnétique est au mieux de 10^{-3} . **Comparer avec l'augmentation de B mesurée. La rémanence n'est pas constatée avec un matériau paramagnétique.**

Le petit plus: Mentionner également l'existence de ferrofluides (suspension colloïdale de particules ferromagnétiques constituées d'un seul domaine de Weiss (notion dont j'ignore si elle doit vraiment être discutée où si l'on peut la mentionner uniquement en conclusion). Cela confère au fluide un comportement de type paramagnétique), synthétisés dans la seconde moitié du 20ème siècle et qui ont un nombre important d'applications et surtout c'est parfait pour une photo ou une petite vidéo d'introduction car très stylé. J'avoue avoir perdu beaucoup trop de temps à regarder des vidéos de ferrofluides pendant l'écriture de ce compte-rendu.

Nous ne traiterons dans cette leçon que le cas du ferromagnétisme. Nous commencerons par rappeler (TRES RAPIDEMENT) quelques notions d'électromagnétisme des milieux aimantés. On décrira ensuite les principales propriétés des matériaux ferromagnétiques, dont on mettra certaines en évidence à travers une expérience. On présentera enfin quelques applications concrètes et importantes du ferromagnétisme.

1 RAPPELS/PRÉ-REQUIS (REPRIS DE MATHIEU, NE DOIT PAS ÊTRE PRÉSENTÉ DANS LA LEÇON HORS INTRO SAUF PEUT-ÊTRE FIN 1.2 ET LA PARTIE 1.3 À PROJETER SOUS FORMES DE SLIDES, AVEC LES ÉQUATIONS DE MAXWELL PEUT-ÊTRE, ET ON DÉROULE TRÈS RAPIDEMENT)

1.1 VECTEUR AIMANTATION

Lorsqu'on applique un champ magnétique sur un milieu quelconque, c'est à dire lorsque qu'on excite/perturbe ce milieu, on observe une réaction à la perturbation : il s'aimante. Un élément de volume à l'échelle mésoscopique (suffisamment grand pour contenir un très grand nombre de particules, mais suffisamment petit devant les dimensions de l'aimant) porte alors un moment magnétique élémentaire $d\vec{M}$ proportionnel à son volume dV , tel que:

$$d\vec{M} = \vec{M}dV \quad (1.1)$$

où \vec{M} est l'aimantation volumique (appelée aussi simplement: aimantation) correspond à la densité volumique de moment magnétique (en supposant la polarisation connue on peut remarquer une analogie, d'ailleurs la ferroélectricité existe aussi. Elle fut découverte relativement récemment. Nicolas n'était pas né.), mesurée en $A.m^{-1}$.

Il existe plusieurs milieux possédant des propriétés magnétiques. On distingue notamment de par la réponse du matériau à une excitation magnétique (liste non exhaustive) :

1. les milieux paramagnétiques : l'aimantation se fait dans le sens du champ magnétique appliqué \vec{B}_{ext}
2. les milieux diamagnétiques : l'aimantation se fait dans le sens opposé à \vec{B}_{ext}
Dans ces deux cas, la réponse du matériau est de faible ampleur : l'aimantation est faible et elle disparaît lorsqu'on retire \vec{B}_{ext} (il n'existe donc pas d'ordre magnétique spontané dans ces matériaux).

3. les milieux ferromagnétiques : l'aimantation se fait dans le sens de \vec{B}_{ext} . Elle est beaucoup plus importante que dans le cas des matériaux dia et paramagnétiques et persiste lorsqu'on retire le champ appliqué (phénomène de rémanence). Quelques exemples de matériaux:

- a) quelques corps simples : Fer, Cobalt, Nickel
- b) plusieurs corps composés: ferrites $\text{MO-Fe}_2\text{O}_3$ où M désigne un métal divalent, oxydes métalliques (CrO_2) (là dessus on te fait confiance Mathieu, on remarque que le chrome ramène sa bidoche alors que seul il ne présente pas de telles propriétés)
- c) alliages: Alnico, Ticocal, Alliages de Heusler, permalloy
Là encore, des alliages de Fe, Co ou Ni ne présentent pas forcément les mêmes propriétés ferromagnétiques que sous forme de corps simples. C'est notamment le principe même de alliages de Heusler. Ils sont ferromagnétiques, bien qu'aucun de leurs éléments constitutifs ne le soient.

Contrairement au paramagnétisme et au diamagnétisme, le ferromagnétisme ne s'observe qu'avec des corps à l'état condensé. Une molécule de dioxygène est paramagnétique, mais un atome de fer n'est **pas** ferromagnétique. Le ferromagnétisme résulte d'une interaction entre atomes ou molécules au sein d'une même structure cristalline. Les alliages de Heusler (ex : Cu_2MnAl ou Cu_2MnSn), en sont des exemples spectaculaires : pris séparément, Cu(s), Mn(s) ou Al(s) n'exhibent pas de comportement ferromagnétique, mais leur mélange oui (bon le copier-coller fait que ça se répète un peu mais tu vois l'esprit).

On peut, selon l'idée d'Ampère (1821), attribuer l'origine de l'aimantation à l'existence de boucles de courant microscopiques. On associe donc à cette aimantation une densité volumique de courants d'aimantation telle que

$$\vec{J}_a = \vec{r} \otimes \vec{M} \quad (1.2)$$

On sait que ces boucles de courant n'ont pas de réalité physique, et l'interprétation du magnétisme repose aujourd'hui sur un modèle quantique (que l'on ne va pas traiter. Cela part du théorème Bohr-Van Leeuwen (une femme!). Rappelez-vous de la discussion de Renaud sur le tableau en salle de TP si vous étiez là avec les interactions d'échanges.). Insistons sur le fait que \vec{M} et \vec{J}_a sont des grandeurs définies à l'échelle mésoscopique, et sont donc des moyennes. Elles ne représentent pas une réalité microscopique, il s'agit d'une modélisation (idée importante).

1.2 EXCITATION MAGNÉTIQUE

On suppose que le milieu n'est pas polarisé, et qu'on travaille à suffisamment basse fréquence pour négliger le courant de déplacement dans l'équation de Maxwell-Ampère, que l'on peut alors réécrire :

$$\vec{r} \otimes \vec{B} = \mu_0 \vec{J}. \quad (1.3)$$

La densité volumique de courant \vec{J} comporte plusieurs contributions :

$$\vec{J} = \vec{J}_{\text{int}} + \vec{J}_{\text{ext}} = \vec{r} \otimes \vec{M} + \vec{J}_m + \vec{J}_{\text{ext}} \quad (1.4)$$

- $\vec{r} \otimes \vec{M}$ est la densité de courant d'aimantation, introduite au paragraphe précédent.
- \vec{J}_m est la densité de courants libres, qui peut exister si le milieu aimanté est un circuit fermé (milieu non-simplement connexe ; en régime stationnaire, c'est la densité de courant à l'origine de la valeur d'intensité mesurée par un ampèremètre).
- \vec{J}_{ext} est la densité de courants libres situés hors du système étudié.

En injectant ces termes dans l'équation d'Ampère, puis en divisant par μ_0 , on obtient :

$$\vec{r} \otimes \vec{H} = \vec{J}_m + \vec{J}_{ext} = \vec{J}_{libre} \quad (1.5)$$

où on a défini le **champ d'excitation magnétique** noté \vec{H} , comme:

$$\boxed{\vec{H} \equiv \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}} \quad \text{ou encore} \quad \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}). \quad (1.6)$$

Cette écriture est pratique d'un point de vue expérimental car les densités \vec{J}_m et \vec{J}_{ext} sont contrôlables ou mesurables par l'expérimentateur alors que $\vec{r} \otimes \vec{M}$ ne l'est pas. On établit alors un lien direct entre la cause (les courants appliqués par l'expérimentateur), et la conséquence (l'excitation magnétique du matériau). C'est pour cela que nous utiliserons préférentiellement \vec{H} à \vec{B} dans la suite de cette leçon.

Ces relations permettent d'interpréter le champ magnétique dans le matériau et le vecteur excitation magnétique comme la somme de deux termes $\vec{B} = \vec{B}_{ext} + \vec{B}_{aim}$ et $\vec{H} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_{aim}$:

- un champ magnétique dû aux courants extérieurs au système

$$\vec{B}_{ext} = \mu_0 \vec{H}_{ext} \quad (1.7)$$

et donc responsable d'une excitation magnétique du système

- cette excitation conduit à l'aimantation du matériau, ce qui a pour conséquence la génération d'un champ magnétique résultant de celle-ci

$$\vec{B}_{aim} = \mu_0 (\vec{H}_{aim} + \vec{M}) \quad (1.8)$$

et quand \vec{M} est parallèle à \vec{B} :

$$\vec{B}_{aim} = \mu_0 \vec{M} \quad \text{et} \quad \vec{H}_{aim} = \vec{0} \quad (1.9)$$

- les champs décrits ci-dessus obéissent aux équations suivantes:

$$\text{div } \vec{H}_{aim} = -\text{div } \vec{M} \quad (1.10)$$

$$\vec{r} \otimes \vec{H}_{aim} = 0 \quad (1.11)$$

$$\text{div } \vec{B}_{aim} = 0 \quad (1.12)$$

$$\vec{r} \otimes \vec{B}_{aim} = \mu_0 \vec{r} \otimes \vec{M} \quad (1.13)$$

1.3 SUSCEPTIBILITÉ MAGNÉTIQUE

Il reste à modéliser le lien entre l'excitation magnétique et l'aimantation du matériau, c'est à dire à **modéliser la réponse** du matériau. On introduit pour cela la notion de **susceptibilité magnétique** telle que:

$$\vec{M} = \chi_M \vec{H} \text{ [approx linéaire car c'est plutôt]} \quad d\vec{M} = \chi_M d\vec{H} \quad (1.14)$$

On a alors

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi_M) \vec{H} \quad (1.15)$$

et on définit la perméabilité magnétique relative du matériau

$$\mu_r \equiv 1 + \chi_M \quad (1.16)$$

et sa perméabilité absolue

$$\mu \equiv \mu_0 \mu_r \quad (1.17)$$

de sorte que

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (1.18)$$

La susceptibilité χ_M est positive pour un matériau paramagnétique (aimantation dans le sens du champ magnétique total), négative pour un matériau diamagnétique (aimantation dans le sens contraire au champ total). La valeur de cette grandeur est généralement très faible : **OdG** cuivre (diamagnétique) $\chi_M \simeq -10^{-6}$, eau (diamagnétique) $\chi_M \simeq -10^{-5}$, oxygène liquide (paramagnétique) $\chi_M \simeq 10^{-3}$.

Un matériau est dit linéaire si la relation entre \vec{B} et \vec{H} est linéaire, ce qui implique que μ_r (et donc χ_M) ne dépendent pas de \vec{H} . Ce n'est pas le cas des milieux **ferromagnétiques qui sont non linéaires** (d'où l'aimantation rémanente), comme nous allons le voir dans un instant. La relation constitutive du matériau s'écrira alors:

$$d\vec{M} = \chi_M(H) d\vec{H} \quad (1.19)$$

la susceptibilité magnétique étant désormais une fonction de $\|\vec{H}\|$.

1.4 LOIS FONDAMENTALES

1.4.1 THÉORÈME D'AMPÈRE

Forme globale du théorème d'Ampère : on intègre sur la surface S du contour \mathcal{C} :

$$\iint_S \vec{r} \otimes \vec{H} \cdot \vec{n} dS = \oint_{\mathcal{C}} \vec{H} \cdot d\vec{r} = \iint_S (\vec{J}_m + \vec{J}_{\text{ext}}) \cdot \vec{n} dS = I_m + I_{\text{ext}} \quad (1.20)$$

d'où

$$\oint_{\mathcal{C}} \vec{H} \cdot d\vec{r} = I_m + I_{\text{ext}} = I_{\text{libre}} \quad (1.21)$$

Seuls les courants circulant à travers S sont pris en compte dans le calcul. La circulation de \vec{H} est calculée le long du contour \mathcal{C} qui délimite la surface S .

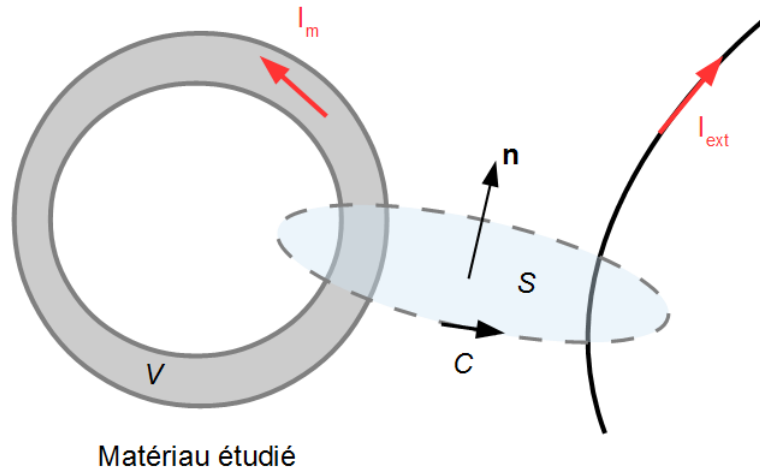


Figure 2: Démonstration du théorème d'Ampère (volé à Mathieu vous l'aurez compris)

1.4.2 LOI DE FARADAY

La loi de Faraday s'établit en intégrant l'équation de Maxwell-Faraday sur une surface s'appuyant sur un contour fermé \mathcal{C} . On suppose un contour indéformable et immobile, de sorte que l'intégration est immédiate et conduit à la Loi de Faraday

$$\boxed{e = -\frac{d\Phi}{dt}} = \oint_{\mathcal{C}} \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (1.22)$$

où e est la force électromotrice générée dans le circuit étudié. **transition cliché, on a tous les outils pour réaliser une étude d'un matériau ferromagnétique pour en caractériser les propriétés.**

2 ÉTUDE EXPÉRIMENTALE D'UN FERROMAGNÉTIQUE (MERCİ ENCORE MATHIEU, J'AI CORRIGÉ QUELQUES COQUILLES)

choix d'une modélisation pour l'étude, loin d'être innocent

2.1 MODÈLE DU CIRCUIT MAGNÉTIQUE TORIQUE

On suppose un circuit ferromagnétique torique de section carrée (de surface A_e et de côté a), symétrique par révolution autour de l'axe Oz . On place un enroulement de N spires, parcourues par un courant électrique d'intensité I autour de ce tore. On souhaite déterminer le champ magnétique en un point M de l'espace. Tout plan (\vec{OM}, Oz) est plan de symétrie de la distribution des courants par conséquent \vec{B}_{ext} (rappel: $\vec{B} = \vec{B}_{ext} + \vec{B}_{aim}$) est suivant \vec{e}_θ (les lignes de champs sont des cercles d'axe (Oz)). Par ailleurs, la distribution de courants est invariante

par rotation autour de l'axe Oz. Ainsi, en négligeant la dépendance en z (dimensions du tore suffisamment petites)

$$\vec{B}_{\text{ext}} = B_{\text{ext}}(r)\vec{e}_\theta, \quad \text{d'où} \quad \vec{H} = \frac{B_{\text{ext}}}{\mu_0\mu_r} = H(r)\vec{e}_\theta. \quad (2.1)$$

On applique le théorème d'Ampère sur un contour circulaire \mathcal{C} de rayon R et de centre O

$$\oint_{\mathcal{C}} \vec{H} \cdot d\vec{l} = NI_{\text{ext}} \equiv NI \quad (2.2)$$

pour simplifier les notations, d'où

$$\vec{B}_{\text{ext}} = \mu_0\mu_r \frac{NI}{2\pi R} \vec{e}_\theta \quad (2.3)$$

Supposons maintenant que \vec{M} est parallèle en tout point à \vec{B}_{ext} et qu'il ne dépend que de r (hypothèse faisable grâce aux symétries proposées par une telle géométrie). On déduit des ces hypothèses que $\text{div } \vec{M}=0$. On comprend alors à partir de l'équation 1.13, que ces deux champs sont de même divergence et de même rotationnel (au facteur μ_0 près) et tout deux nuls à l'infini. Ils sont par conséquent identiques, soit $\vec{B}_{\text{aim}} = \mu_0\vec{M}$. Ainsi \vec{B} est colinéaire à \vec{M} et \vec{H}_{aim} . H est ainsi, dans cette géométrie bien particulière, entièrement déterminé par I et donc contrôlé par l'expérimentateur!!

On calcule le flux de ce champ à travers la section carrée du tore:

$$\Phi = \iint_{A_e} \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_{R-\frac{a}{2}}^{R+\frac{a}{2}} \mu_0\mu_r \frac{NI}{2\pi R} a \, dr = \mu_0\mu_r \frac{NIa}{2\pi} \ln\left(\frac{R+a/2}{R-a/2}\right) \quad (2.4)$$

Si $a \ll R$, alors

$$\Phi = \mu_0\mu_r \frac{NIa^2}{2\pi R} \quad (2.5)$$

Cela revient à assimiler un champ magnétique homogène dans le circuit magnétique, égal à la valeur qu'il prend le long de la ligne de champ moyenne, de rayon R :

$$B = \mu_0\mu_r \frac{NI}{2\pi R} \quad (2.6)$$

Conclure en explicitant l'aspect pratique du dispositif : on a accès à H et B. On va maintenant l'appliquer en direct.

2.2 COURBE DE PREMIÈRE AIMANTATION (QUI N'A PAS PU ÊTRE PRÉPARÉ EN TP PAR NOS SOINS, DEVANT LES DIFFÉRENCES DE MÉTHODE DE MESURES NOTAMMENT DE TENSION AVEC LATIS PRO J'AI MODIFIÉ QUELQUES PASSAGES.)

On en a parlé, la connaissance de $\mu(H)$ est nécessaire pour caractériser le matériau : c'est pourquoi, nous allons réaliser un montage expérimental dans le but de tracer la courbe $B(H)$. Il ne faut pour cela mesurer :

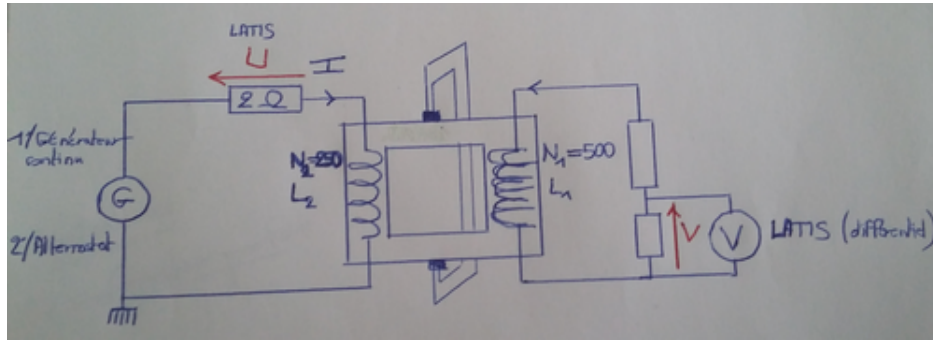


Figure 3: Montage d'aimantation d'un circuit ferromagnétique. Erreur sur les indices de N , mais pas sur les valeurs.

- le champ magnétique \vec{B} dans le circuit magnétique
- l'excitation magnétique \vec{H}

L'aimantation pourra alors être déduite par la relation

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu(H)\vec{H} \quad (2.7)$$

et on pourra aussi calculer la perméabilité magnétique absolue

$$\mu = \frac{\|\vec{B}\|}{\|\vec{H}\|} \quad (2.8)$$

2.2.1 PRÉSENTATION DU MONTAGE

Pour tracer cette courbe, nous allons utiliser le montage suivant : deux solénoïdes non reliés électriquement entre eux sont enroulés autour d'un circuit magnétique rectangulaire, de section carrée.

- Le premier solénoïde ($N_1 = 500$) est connecté en série avec un rhéostat, réglé sur $R=2$ Ohms (en réalité, on choisit cette valeur pour utiliser la pleine échelle de la carte d'acquisition) et l'ensemble est alimenté par un générateur de courant continu délivrant une intensité I contrôlable. On règle l'intensité maximale de sorte à ne pas dépasser la valeur maximale supportée par les composants (notamment la bobine). Le courant I est calculé à partir de la mesure de la tension aux bornes du rhéostat. Sa connaissance nous permet de déterminer H : on suppose pour cela que les lignes de champ magnétique sont parfaitement canalisées par le milieu ferromagnétique, et nous allons légèrement modifier les résultats du modèle du circuit torique présenté plus haut. Ainsi

$$H = \frac{N_1 I}{\ell} = \frac{N_1 U}{R\ell}, \quad (2.9)$$

Matériaux	Fer	Cobalt	Nickel
$\mu_0 M_s(t)$	2.19	1.8	0.64

où ℓ est la longueur de la ligne de champ moyenne. On a supposé ici que $N_2 i_2$, où i_2 désigne le courant circulant dans le second enroulement, est négligeable devant $N_1 I$.

- Le second solénoïde ($N_2 = 250$) est connecté en série à un montage intégrateur ($R=200$ k Ω ; $C=1\mu F$, valeur à choisir de sorte que le montage intègre. Soit $50\text{Hz} > 1/RC$) dont le rôle est d'intégrer la force électromotrice obtenue en sortie afin d'obtenir une mesure du flux et par extension du champ \vec{B} . Intégration numérique directement sous LATIS pour Mathieu. On prélève la tension en sortie de l'AO grâce à la carte d'acquisition (Canal EA0). Si on néglige la résistance interne du solénoïde, la tension mesurée est égale à l'opposé de la force électromotrice dans la bobine divisée par RC . Avec la loi de Faraday, on peut écrire :

$$EA0 = \frac{-1}{RC} \int e(t) dt = \frac{-\phi}{RC} = \frac{-BSN_2}{RC} \quad (2.10)$$

où Φ désigne le flux du champ magnétique total régnant dans le milieu ferromagnétique à travers les N_2 spires du solénoïde, $S=A_e$ désignant la section carrée du tore. Ainsi:

$$B = \frac{RC EA0}{SN_2} \quad (2.11)$$

On part de $I = 0$, on monte jusqu'à I_{\max} puis on fait décroître I jusqu'à 0. On obtient ainsi trois résultats :

- la **courbe de première aimantation** : on montre les courbes $B(H)$ et $M(H) = B(H)/\mu_0 - H = f(H)$, le matériau étant initialement non aimanté (essayer d'atteindre la saturation).
 - À **faible excitation** magnétique, la courbe $B(H)$ est parabolique (domaine de Rayleigh) (linéaire pour $M(B)$), impliquant une relation de proportionnalité entre μ_r et H
 - À **forte excitation**, le champ magnétique augmente moins vite et l'aimantation sature. On peut alors mesurer **l'aimantation à saturation** M_{sat} (en A/m) ou $\mu_0 M_s$ en Tesla
 - Bien marquer les 3 domaines importants de la courbe: zone de réversibilité, zone d'irréversibilité, zone de saturation (fonction de la pureté de l'échantillon et de la température (? , dans le bouquin quelqu'un a rayé la ligne qui mentionne la dépendance à la température et a écrit Faux))
 - Explication avec mouvement de parois et Domaines de Weiss ?
- on met en évidence l'existence d'un **champ magnétique rémanent** B_r important sur la courbe $B(H)$, lorsqu'au retour $I = 0$ (et donc $H = 0$). On peut mesurer B_r ;

Matériaux	fer pur	mumétal	permalloy	acier trempé
$(\mu_r)_{\max}$	5×10^5	3×10^4	5×10^5	98

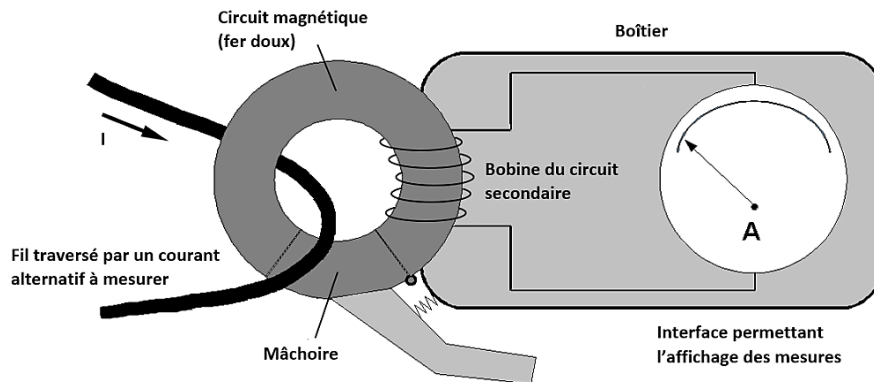


Figure 4: Fonctionnement pince ampèremétrique (Wikipédia)

- on trace $\mu(H)$: cette courbe présente un maximum, et on remarque que la valeur de μ dépend fortement de l'excitation magnétique.

Lien entre irréversibilité et cycle d'hystérésis.

2.3 CYCLE D'HYSTÉRÉSIS (PRÉPARÉE EN TP MAIS PAS FORCÉMENT À 100% ..., FICHIER PYTHON JOINT)

2.3.1 MISE EN ÉVIDENCE

On remplace le générateur de tension continue par un alternostat 50Hz réglé de sorte que l'intensité maximale ne dépasse pas la valeur maximale supportée par les composants (notamment la bobine) et par vos oreilles aussi vous verrez. Le courant i est mesuré à l'aide d'une pince ampèremétrique en sortie de l'alternostat (voir Figure 4) qui renvoie une tension U (selon le calibre choisi au niveau de la pince, petit disclaimer tant que j'y suis: je fonctionne uniquement à la mémoire là, on a fait ce TP avec Nicolas en anticipation il y a un petit moment maintenant en pensant le rebosser correctement cette semaine donc cela risque d'être un peu approximatif, mais vous verrez en salle de TP. Inch'Allah). Sa connaissance nous permet de déterminer H . Ainsi (pour un calibre 0.1V/A) et un périmètre moyen du tore magnétique utilisé, P (correspondant au ℓ de tout) l'heure), on a:

$$H = 10VN_1 / P \quad (2.12)$$

Cette tension V est directement mesurée par une carte d'acquisition associée à LATIS PRO et sera nommée ci-après EA1.

2.3.2 IRRÉVERSIBILITÉ, NON-LINÉARITÉ

En faisant l'acquisition sur 5(quelques?) secondes, le diagramme $B(H)$ prend l'allure d'un cycle (il me semble qu'on en avait fait 5 avec Nicolas). L'existence même de ce cycle implique l'irréversibilité (la transformation inverse ne passe pas par le même "chemin" dans l'espace des variables d'état) et la non-linéarité du processus d'aimantation (à une valeur de l'excitation correspond deux valeurs possibles de la réponse, i.e. du champ magnétique), ce que nous avons pu constater précédemment en réduisant progressivement le courant circulant dans le solénoïde primaire! (idée que l'aimantation dépend de l'histoire antérieure de l'échantillon.

2.3.3 EXCITATION COERCITIVE ET ANNULATION DE LA RÉMANENCE

L'intersection du cycle avec l'axe horizontal implique qu'il est nécessaire d'appliquer une excitation magnétique non-nulle pour annuler le champ magnétique dans le milieu. Cette excitation magnétique est appelée **excitation coercitive** et est notée H_c . **Tout comme celle du champ rémanent, sa valeur est une caractéristique du matériau ferromagnétique considéré.** Il est donc possible de désaimanter une substance possédant un champ rémanent.

2.3.4 MATÉRIAUX DURS ET DOUX

Montrer les cycles pour les deux types de matériaux, réalisés en préparation (On a fait que doux.)

On appelle **matériaux magnétiques doux** ceux dans lesquels le champ coercitif est petit. La surface de leur cycle d'hystérésis principal est faible. Le permalloy ou le fer pur sont deux exemples de tels matériaux.

On appelle **matériaux magnétiques durs** ceux dans lesquels le champ coercitif est élevé. La surface de leur cycle d'hystérésis est importante. Le champ rémanent est important, d'où leur unique application : la fabrication d'aimants permanents.

C'est la valeur de l'excitation coercitive H_c qui détermine le caractère doux ou dur d'un matériau ferromagnétique. En pratique, on admet :

- $H_c < 100 \text{ A/m}$ correspond à un matériau doux,
- $H_c > 100 \text{ A/m}$ correspond à un matériau dur.

on s'intéresse aux aspects énergétiques

2.3.5 PERTES FER(ET CUIVRE)

Toute variation du champ magnétique dans un matériau magnétique provoque à l'intérieur de celui-ci une dissipation d'énergie, le plus souvent sous forme de chaleur. On parle de deux types de pertes, les pertes fers (qui vont nous intéresser) et les pertes cuivres.

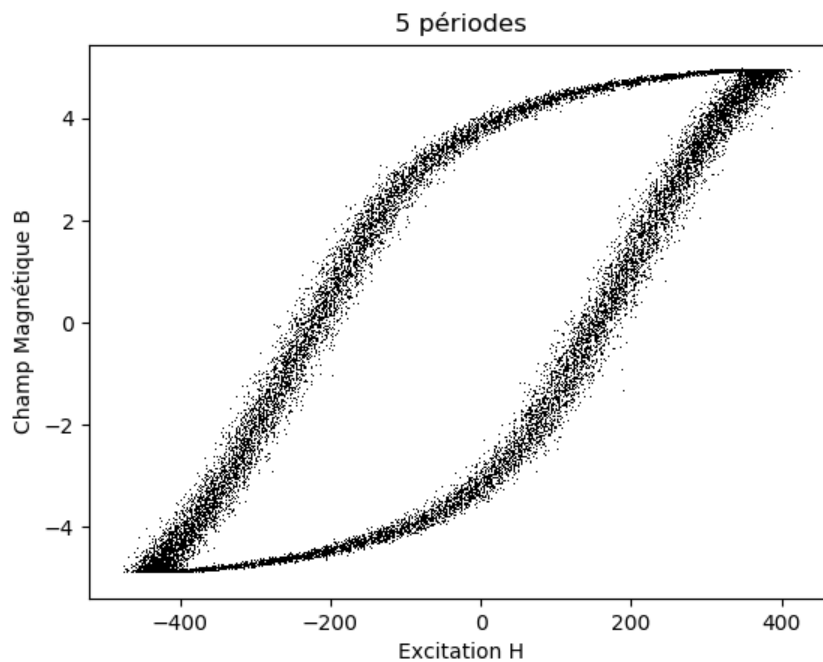


Figure 5: Cycle hystérésis obtenu pour 5 périodes

- **les pertes fer :** ce sont les pertes dans le circuit magnétique. Leur origine physique est double : d'abord les pertes associées aux courants induits (courants de Foucault) générés dans le noyau de fer doux qui résultent de l'effet Joule lié aux courants créés dans le circuit magnétique s'il est conducteur et aussi les pertes par hystérésis. Les pertes par hystérésis correspondent au travail nécessaire pour parcourir lentement le diagramme $B(H)$. On minimise ces pertes en choisissant un matériau ferromagnétique doux (réduction des pertes par hystérésis, le cycle étant moins large) et en privilégiant un circuit magnétique constitué de tôles isolées électriquement les unes des autres (feuilletage dans une direction perpendiculaire aux courants pour réduire les pertes par courants de Foucault). Le circuit magnétique est constitué de fines tôles de fer doux empilées les unes sur les autres, un vernis isolant permettant de limiter la circulation du courant d'une tôle à l'autre. Les pertes par courants de Foucault étant proportionnelles au volume du matériau ferromagnétique, ce feuilletage permet de les réduire
- **les pertes cuivre :** ce sont les pertes par effet Joule dans les enroulements, qui possèdent eux aussi une résistance interne

Il est difficile de séparer pertes par hystérésis et pertes associées aux courants de Foucault dans un cycle dynamique comme celui que nous venons de réaliser, aussi nous évaluerons le total.

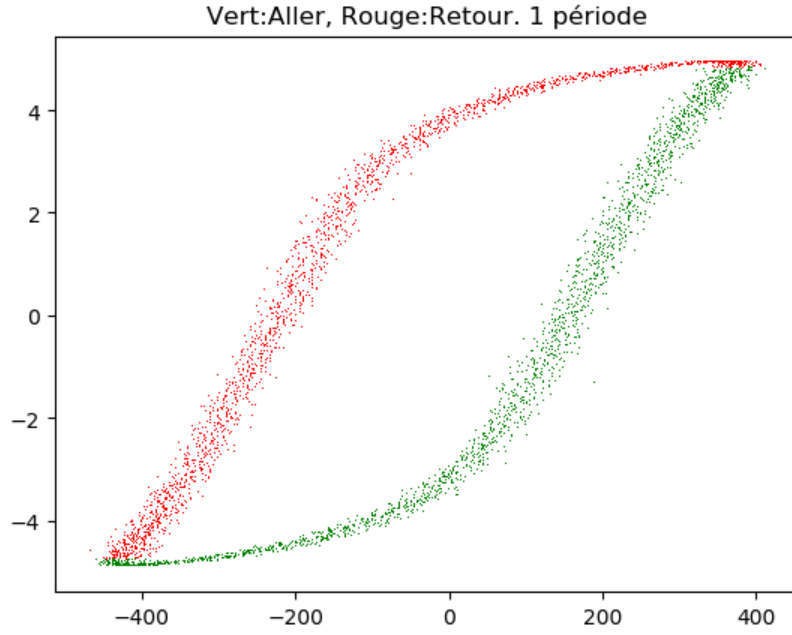


Figure 6: Cycle hystérésis obtenu aller retour

En négligeant l'effet Joule lié à la résistance interne du solénoïde primaire (donc les pertes cuivres), la puissance consommée au primaire vaut

$$P_1 = u_1(t) i_1(t) = -e_1(t) i_1(t) = N_1 \frac{d\Phi_1}{dt} i_1(t), \quad (2.13)$$

or, en supposant négligeable l'excitation générée par le secondaire ($N_1 i_1 \gg N_2 i_2$), on peut écrire

$$i_1(t) = \frac{\ell H(t)}{N_1} \quad (2.14)$$

et

$$N_1 \frac{d\Phi}{dt} = N_1 A_e \frac{dB}{dt} \quad (2.15)$$

d'où

$$P_1(t) = \ell A_e H(t) \frac{dB}{dt} \simeq \mathcal{V}_e H(t) \frac{dB}{dt} \quad (2.16)$$

où \mathcal{V}_e désigne le volume du matériau ferromagnétique. On moyenne sur une période $T = 1/f$ (du courant produit par l'alternostat) :

$$\langle P_1 \rangle = \mathcal{V}_e f \int_0^T H dB \quad (2.17)$$

où la quantité représentée par l'intégrale n'est rien d'autre que l'aire du cycle d'hystérésis. **On calcule l'aire du cycle grâce à Latis Pro pour remonter à la puissance moyenne perdue sur un cycle, à la fréquence de 50 Hz.** (j'ai fait un code python que je vous ai normalement fourni)

Les pertes fer augmentent donc avec la fréquence de l'excitation magnétique du matériau ferromagnétique! *L'aire du cycle d'hystérésis augmente aussi avec la fréquence, mais on ne peut pas expliquer cet élargissement du cycle par les seuls courants de Foucault.*

Maintenant que ces propriétés sont connues, on peut mettre en évidence l'intérêt technologique des ferromagnétiques via quelques applications concrètes

3 APPLICATIONS

Nous allons maintenant détailler quelques applications de matériaux ferromagnétiques. Nous avons distingué deux grandes catégories de matériaux ferromagnétiques, les matériaux doux et les matériaux durs. Rappel: On les distingue par la valeur de leur excitation coercitive H_c .

Celle-ci est élevée pour les ferromagnétiques durs : il est donc difficile de désaimanter ces matériaux qui sont donc utilisés comme aimants permanents. Les applications de tels aimants sont nombreuses, puisqu'on les retrouve dans les machines électriques tournantes (moteurs, générateurs), dans les écouteurs téléphoniques et haut-parleurs ou encore dans des supports d'enregistrement : bandes et disques magnétiques.

Les pertes fer étant d'autant plus importantes que l'aire du cycle d'hystérésis est grande : les matériaux durs sont donc ceux pour lesquels les pertes seront les plus élevées lors d'une utilisation en fonctionnement dynamique. On leur préférera donc des matériaux doux dès lors qu'un fonctionnement dynamique sera souhaité. C'est par exemple le cas des transformateurs électriques. Et on chauffera avec des ferromagnétiques durs.

3.1 TRANSFORMATEUR PARFAIT

Un transformateur électrique permet de modifier les valeurs de tension et d'intensité du courant délivrées par une source d'énergie électrique alternative : on obtient un signal de tension et de courant de valeurs différentes, mais de même fréquence et de même forme. Ceci est très important dans la distribution du courant électrique : le transport sur de longues distances étant moins coûteux lorsque la tension utilisée est plus grande, des transformateurs élèvent jusqu'à 400 kV la tension alternative de 25 kV délivrée en sortie de centrale nucléaire. Pour une utilisation domestique, il faut réaliser l'opération inverse et ramener la tension à 220 V. On utilise plusieurs échelons de transformation pour cela.

Dans un transformateur statique, l'énergie est transférée d'un enroulement (une bobine de N_1 spires, souvent en cuivre) dit **primaire** à l'enroulement dit **secondaire** (une autre bobine en cuivre, mais de N_2 spires) par l'intermédiaire du **circuit magnétique** que constitue la carcasse du transformateur. Les deux **enroulements sont couplés par induction mutuelle** et ne sont pas reliés électriquement.

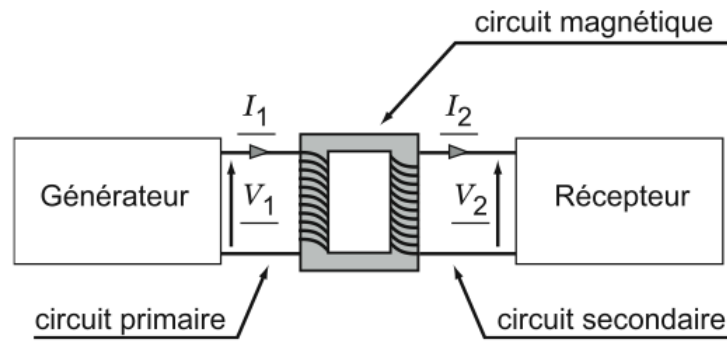


Figure 7: Représentation simplifiée d'un transformateur électrique

Le rendement de l'installation est d'autant meilleur que le couplage entre les circuits est serré, c'est à dire que la plus grande partie des lignes de champ magnétique sortant d'un enroulement entre dans le second. Pour améliorer ce rendement, le circuit magnétique est conçu en matériau ferromagnétique (souvent un fer doux). On retrouve en quelque sorte le montage que nous avons utilisé pour étudier les propriétés du circuit magnétique.

Si on reprend le modèle du circuit magnétique torique, l'excitation magnétique liée aux courants i_1 et i_2 circulant dans les enroulements s'écrit

$$H = \frac{N_1 i_1 + N_2 i_2}{2\pi R}. \quad (3.1)$$

Le modèle du transformateur parfait repose sur trois grandes hypothèses :

- le circuit magnétique est supposé linéaire, homogène et isotrope. La linéarité suppose une excitation magnétique suffisamment faible, ce qui est assuré si on prend une perméabilité magnétique relative infinie : le champ magnétique étant fini, cela impose une excitation magnétique nulle dans le circuit
- les lignes de champ sont parfaitement canalisées par le ferromagnétique : il n'y a pas de fuites magnétiques;
- les enroulements conducteurs sont des conducteurs parfaits : il n'y a pas de pertes Joule.

Comme $H = 0$,

$$\boxed{i_1 = -\frac{N_2}{N_1} i_2 = -m i_2} \quad \text{où} \quad m \equiv \frac{N_2}{N_1} \quad \text{est le **rapport de transformation**.} \quad (3.2)$$

Compte tenu des forces électromotrices d'induction, chaque enroulement présente une tension à ses bornes

$$v_1 = -e_1 = N_1 \frac{d\Phi}{dt} \quad \text{et} \quad v_2 = -e_2 = N_2 \frac{d\Phi}{dt} \quad (3.3)$$

où Φ désigne le flux total du champ magnétique à travers la section droite du matériau magnétique. On a ainsi

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{N_2}{N_1} = m. \quad (3.4)$$

Par ailleurs, on peut écrire

$$N_1 \Phi = L_1 i_1 + M i_2 \quad \text{et} \quad N_2 \Phi = L_2 i_2 + M i_1, \quad (3.5)$$

où L_1 et L_2 sont les inductances propres des deux solénoïdes et M l'inductance mutuelle du système, d'où

$$v_1 = L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} \quad \text{et} \quad v_2 = L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt}. \quad (3.6)$$

En réalité, il existe plusieurs sources de pertes dans un transformateur. Deux ont déjà été rencontrées:

- **les pertes fer :**
- **les pertes cuivre :**
- **les fuites de flux :** on considère dans notre modèle que le flux est entièrement canalisé par le circuit magnétique, ce qui n'est pas le cas. Le flux circule donc partiellement hors du noyau (notion de réluctance magnétique).

3.2 DISQUE DUR

Le disque dur est l'un des organes centraux de l'ordinateur : il stocke et conserve les données.

3.2.1 PRINCIPE D'ÉCRITURE

On dispose d'un ensemble de plateaux (en verre ou en aluminium) recouverts d'un matériau ferromagnétique (alliage d'oxyde de fer, de nickel et de cobalt), initialement non aimanté. On produit un champ magnétique de direction constante mais dont on peut choisir le sens (un sens correspond à 0, l'autre sens correspond à 1). De cette façon, on aimante localement (domaine de Weiss) le matériau en fonction de l'information à coder.

Le champ magnétique en question est produit par une bobine dans laquelle on fait circuler un courant électrique. Changer le sens du courant permet de changer le sens du champ magnétique produit. On introduit un ferromagnétique doux dans la bobine pour amplifier le champ : il s'aimante et produit un champ

$$\vec{B}_{\text{aim}} = \mu_0 \vec{M} \quad (3.7)$$

s'ajoutant au champ excitateur produit par la bobine,

$$\vec{B}_{\text{ext}} = \mu_0 \vec{H} \quad (3.8)$$

Matériaux	Cobalt	Fer	Nickel	CrO2	MnO $\tilde{\wedge}$ Fe ₂ O ₃
T_C (K)	1388	1043	627	386	573

Figure 8: Quelques valeurs de T_C .

3.2.2 PRINCIPE DE LECTURE

Anciennement : le passage de la tête de lecture au-dessus d'une zone aimantée provoque un courant induit dans la bobine servant à l'écriture. Ce courant étant faible, la taille d'une zone d'aimantation homogène (qu'on appelle domaine de Weiss) doit être assez grande. Cela limite ainsi la quantité d'informations maximum que l'on peut stocker.

Aujourd'hui, on tire profit de la capacité qu'ont certains matériaux à voir varier leur résistance électrique en fonction du champ magnétique (notion de magnétorésistance) dans lequel ils sont plongés (la mesure d'une résistance est une mesure plus simple à réaliser). C'est l'effet de **magnétorésistance géante**, dont la découverte a valu le prix Nobel en 2007 à Albert Fert, et dont l'étude dépasse très largement le cadre de cette leçon.

CONCLUSION

Importance des corps ferromagnétiques en électricité appliquée (finalité industrielle) : aimants artificiels, machines électriques, transformateurs, guidage, et autres

On s'est limités à une approche macroscopique descriptive et classique. Expérimentalement (microscopie), on observe des **domaines de Weiss**, séparés par des parois. Au sein d'un domaine, l'aimantation est uniforme, mais elle varie d'un domaine à l'autre. Lorsqu'on applique un champ magnétique, les domaines dont l'aimantation est colinéaire au champ appliqué augmentent de volume jusqu'à ce qu'il n'y ait plus qu'un seul domaine. Nécessité d'une description quantique (prise en compte du spin des atomes, et de l'interaction entre spins).

Température de Curie : au-delà d'une certaine température, le matériau subit une transition de phase (d'ordre deux). Il passe de l'état ferromagnétique à l'état paramagnétique. Un aimant permanent chauffé au-delà de sa température de Curie perd ses propriétés magnétiques (plus de champ rémanent). Au-delà de la température de Curie :

$$\chi_m(T) = \frac{C}{T - T_C} \quad (3.9)$$

où C est la constante de Curie. C'est la loi de Curie-Weiss.