

L.P. 46 - Propriétés macroscopiques des corps ferromagnétiques.

Benjamin Marchetti

Niveau : 2eme année CPGE

Pré-requis

- Électromagnétisme
- Électronique (filtres)

Bibliographie

- Électromagnétisme 4, Bertin, *Dunod*
- Électrotechnique PSI, Brenders, *Breal*
- Dict. de phys. exp. II Thermo., Quaranta, *Pierron*
- La physique par les objets quotidiens, Ray, *Belin*
- Magnétisme I, du Tremolet, *PUG*
- Dict. de phys. exp. IV Elec., Quaranta, *Pierron*
- H-prepa Électromagnétisme PC, Brébec, *Hachette*

Un peu de répétition pour la courbe de première aimantation mais c'est bien d'appuyer les propos et détailler les phénomènes.

Introduction

Nous allons dans cette leçon essayer d'étudier les propriétés macroscopiques des corps ferromagnétiques.

Pour commencer il est important de rappeler qu'une propriété macroscopique est une caractéristique d'un corps qui peut être observée en l'observant globalement. C'est une propriété à grande échelle, par opposition aux « propriétés microscopiques » qui caractérisent les plus petits constituants du corps ($\sim 1mm$).

Certains matériaux acquièrent sous l'effet d'une excitation magnétique des propriétés remarquables : ils s'aimantent forment et conservent une mémoire de cette aimantation lorsque l'excitation a cessé : nous avons tous utilisé ou joué avec des aimants, nous nous servons depuis une cinquantaine d'années de bandes magnétiques pour conserver des données (audio et vidéo ...

Ces matériaux, dit ferromagnétiques, ont des applications pratiques très importantes et nous sont devenus indispensables : on les trouve dans les moteurs et les générateurs électriques, les transformateurs domestiques et industriels, les disques durs d'ordinateurs¹.

Dans cette leçon nous verrons qualitativement le principe de l'aimantation de ces milieux et comment étudier expérimentalement leurs propriétés.

Définir ce qu'est macroscopique, puis ce qu'est un corps ferromagnétique

1. On produit pour les disques durs des matériaux capables de stocker jusqu'à 1 Gbit par cm^2

1. Caractérisation du ferromagnétisme

1.1 Loi de l'électromagnétisme dans les milieux aimantés

Dans la matière, la définition des champs statiques \vec{E} et \vec{B} , vue dans le vide en statique en première année et en dynamique en deuxième année, doit être revue en raison de la contribution du milieu qui engendre deux vecteurs champs :

- l'un est la polarisation électrique \vec{P} ;
- l'autre est l'aimantation \vec{M} .

La seule connaissance du champ \vec{E} nommé \vec{E}_{ext} ou du champ \vec{B} nommé \vec{B}_{ext} , n'est plus suffisante. Il faut maintenant définir les champs \vec{B}_{ext} et \vec{M} , respectivement \vec{E}_{ext} et \vec{P} . Nous serons amenés à introduire alors deux autres champs associés à ces couples de champs :

- \vec{H} , l'induction magnétique liée à \vec{B}_{ext} et \vec{M} ;

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_{ext}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (1)$$

- \vec{D} le vecteur déplacement électrique lié à \vec{E}_{ext} et \vec{P} ;

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}_{ext} + \vec{P}$$

Or, le vecteur déplacement électrique \vec{D} n'est pas à l'origine du fonctionnement des dispositifs de l'électrotechnique... C'est pourquoi nous ne prendrons pas en compte les phénomènes de polarisation par la suite.

Le vecteur aimantation

Rq : Petit historique p.49 Bréal.

Un milieu magnétique peut être considéré comme une collection de particules organisées possédant chacun un moment magnétique, qu'il soit orbital et/ou spin ; ces particules vont orienter leur moment magnétique pour minimiser leur énergie d'interaction avec un champ magnétique extérieur. C'est là le premier mode d'interaction entre ces particules possédant un moment magnétique. Il est le plus classique et, pour fixer les idées, il correspond à l'interaction qu'aurait un aimant sur un autre aimant.

Un milieu magnétique, c'est aussi un ensemble de charges liées, par exemple les électrons, dont le mouvement va être modifié en présence d'un champ magnétique extérieur \vec{B}_{ext} , par application de la loi de Lenz, avec pour conséquence une modification du moment cinétique des particules. Il y a alors apparition d'une aimantation dans le sens opposé à \vec{B}_{ext} ; cette propriété est le diamagnétisme des matériaux mais ce phénomène est largement négligeable devant les autres phénomènes d'aimantation que nous rencontrerons.

Dans d'autres milieux magnétiques, dits ferromagnétiques, il existe une aimantation "spontanée" qui provient d'une seconde interaction, dite interaction d'échange, des moments magnétiques atomiques du milieu, qui se dispose de manière régulière, à courte échelle, dans la matière, additionnant ou soustrayant leurs effets magnétiques, selon la substance considérée et ses conditions d'utilisation (champ B , température T par exemple).

Ces couplages entre moments magnétiques sont naturellement perturbés par l'agitation thermique du milieu et il y a compétition entre ordre et désordre des moments magnétiques sous l'action de l'agitation thermique.

Il existe donc une aimantation, notamment dans les milieux ferromagnétiques, sans qu'il y est besoin de sollicitation de la part d'un champ extérieur mais cette organisation est à courte échelle, en domaines séparés par des parois.

Cette aimantation ne s'étend pas spontanément en tant qu'organisation à grande échelle, ce qui fait que les matériaux naturellement magnétiques sont rares (cas exceptionnel de la magnésite).

Pour obtenir des matériaux ferromagnétiques aimantés de manière significative à grande échelle, il faudra exercer sur le matériau une action extérieure, sous forme d'un champ \vec{B}_{ext} .

Il est donc raisonnable de définir le vecteur aimantation \vec{M} en un point P la substance aimantée sous la forme :

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV} \quad (2)$$

où $d\vec{m}$ est le moment magnétique résultant dans un volume élémentaire dV autour du point P du milieu magnétique. L'unité est $A.m^{-1}$.

Rq : Pour un électron parcourant une orbite circulaire de vitesse angulaire ω peut être assimilé à une boucle de courant d'intensité $I = -e/T$ où $T = 2\pi/\omega$ et le système possède donc un moment magnétique $\vec{m} = I\vec{S}$, soit :

$$\vec{m} = -\frac{e\omega}{2}R^2\vec{n} \quad (3)$$

Les courants d'aimantation

Nous avons vu en 1er année que nous pouvions associer un moment magnétique à une boucle de courant. Or le vecteur aimantation \vec{M} est un moment magnétique volumique. Nous associons donc à cette aimantation une distribution de courants de densité volumique \vec{j}_{lies} telle que :

$$\vec{j}_{lies} = \text{rot}(\vec{M}) \quad (4)$$

Le vecteur excitation magnétique

Nous considérons des milieux non polarisés. Dans ce cas, l'équation de Maxwell-Ampère dans le milieu s'écrit :

$$\text{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \left(\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = \mu_0 \vec{j}_{libre} + \mu_0 \vec{j}_{li} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (5)$$

En remplaçant par \vec{M} on obtient :

$$\text{rot}(\vec{B} - \mu_0 \vec{M}) = \mu_0 \vec{j}_{libre} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (6)$$

On introduit ainsi le vecteur excitation magnétique du milieu :

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

L'équation de Maxwell-Ampère s'écrit donc :

$$\vec{\text{rot}}(\vec{H}) = \vec{j}_{\text{libre}} \quad (7)$$

Théorème d'Ampère

Soit $\vec{\text{rot}}(\vec{H}) = \vec{j}_{\text{libre}}$ intégrée sur une surface S s'appuyant sur un contour fermé C donné il vient :

$$\int \int_S \vec{\text{rot}}(\vec{H}) \cdot d\vec{S} = \int \int_S = nI \quad (8)$$

En utilisant le théorème de Stokes on obtient le théorème d'Ampère :

$$\int \int_S \vec{\text{rot}}(\vec{H}) \cdot d\vec{S} = \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = I_{\text{libre}} = nI \quad (9)$$

Loi de Faraday

L'équation de Maxwell-Faraday n'est jamais modifiée par le type de milieu considéré : elle lie les champs électrique et magnétique indépendamment des sources :

Dans un milieu aimanté :

$$\vec{\text{rot}}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (10)$$

Donc la forme intégrale de cette loi est inchangée, est la loi de Faraday s'écrit :

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = -\frac{d}{dt} \left(\int \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \right) \quad (11)$$

Rq : l'équation de Maxwell-Thomson reste inchangée. En revanche l'équation de Maxwell-Gauss pour tenir compte de l'action d'un champ électrique sur les charges du milieu (électrons libres, ions libres ou aux nœuds de réseaux cristallins, doublets électro-
niques des liaisons chimiques, etc...), phénomène que nous connaissons sous le nom de polarisation.

1.2 Types de comportements magnétiques

Dans le cas où le milieu étudié est linéaire et isotropes, le vecteur aimantation \vec{M} est toujours celle du champ magnétique extérieur $\mu_0 \vec{H}$. Alors on peut écrire² :

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (12)$$

où χ_m est la susceptibilité magnétique du milieu magnétique. Il en résulte que :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H} \quad (13)$$

$\|\vec{B}\|$ et $\|\vec{H}\|$ ont la même unité, alors on en déduit que χ_m est une grandeur sans dimension.

Or, $\vec{B} = \mu \vec{H}$, où $\mu = \mu_0 \mu_r$ est la perméabilité magnétique absolue du milieu. Nous obtenons alors le lien entre χ_m et μ :

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m) \quad (14)$$

2. Dans le cas d'un milieu non isotrope χ est une matrice 3×3 pour prendre en compte les trois directions de l'espace (p.49 Magnétisme I)

où $\mu_r = 1 + \chi_m$.

Un milieu magnétique est linéaire si la relation $B(H)$ est linéaire, c'est à dire si μ ne dépend pas de H .

C'est le cas des milieux diamagnétiques ou paramagnétiques dans le cas de faibles aimantations.

Les milieux diamagnétiques

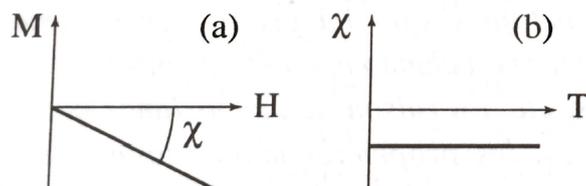


FIGURE 1 – (a) Variations sous champ magnétique de l'aimantation et (b) variation thermique de la susceptibilité magnétique pour une substance diamagnétique.

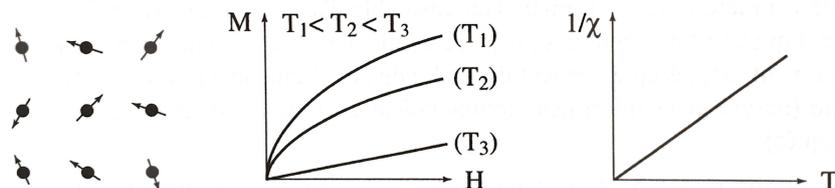
Un milieu diamagnétique est le siège d'une aimantation opposée à celle du champ \vec{B}_{ext} et lui est proportionnelle :

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (15)$$

avec $\chi_m < 0$. La susceptibilité magnétique χ_m reste petite : $|\chi_m| < 10^{-4}$. Nous avons donc $\mu_r < 1$ et peu différent de 1.

Le diamagnétisme étant une propriété due à l'interaction des électrons, elle concerne toute la matière/ χ_m ne dépend pratiquement pas de la température des solides ou des liquides diamagnétiques.

Les milieux paramagnétiques



Un milieu paramagnétique est le siège d'une aimantation de même sens à celle du champ \vec{B}_{ext} et lui est proportionnelle :

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (16)$$

avec $\chi_m > 0$. L'état paramagnétique, qui existe pour certains solides, liquides ou gaz, est un état de couplage lâche des moments magnétiques individuels qui cette fois existent en l'absence de champ magnétique extérieur : le faible couplage permet de modéliser le milieu paramagnétique comme une population de moments indépendants. Ceci permet une aimantation si un champ magnétique extérieur \vec{B}_{ext} existe, puisque ces moments tendent à s'orienter dans le sens du champ extérieur appliqué. χ_m est donc une quantité

positive qui reste petite et qui dépend de la température.

Typiquement, $10^{-6} < \chi_m < 10^{-3}$: on a donc $\mu_r > 1$ et peu différent de 1. Plus \vec{B}_{ext} est fort, plus l'orientation des moments magnétiques est importante. Il existe cependant un maximum lorsque les moments magnétiques sont orientés dans le sens de \vec{B}_{ext} . Le matériau est alors à saturation magnétique ; le champ magnétique \vec{B} dans le matériau et l'aimantation \vec{M} restent constants même si \vec{H} , et donc \vec{B} , augmentent encore. En raison du couplage lâche, l'aimantation de ces corps disparaît lorsque \vec{B}_{ext} cesse.

Les milieux ferromagnétiques

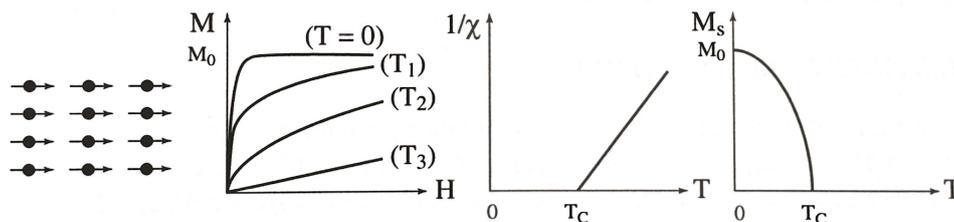


FIGURE 2 - (a) Réseau de spins - (b) Variation sous champ de l'aimantation ($T_1 < T_c < T_2 < T_3$) - (c) Variation thermique de $1/\chi$ - (d) Variation thermique de l'aimantation spontanée.

Les milieux ferromagnétiques ont le même comportement que les milieux paramagnétiques avec quatre différences fondamentales :

- $\mu_{r-ferro} \gg \mu_{r-para}$;
- $\mu_{r-ferro}$ dépend de H ;
- $\mu_{r-ferro}$ dépend de l'état magnétique antérieur de la substance ;
- le ferromagnétisme n'existe que dans des corps à structure cristalline essentiellement des solides (Fe, Co, Ni, leurs alliages).

Il en résulte que pour un noyau ferromagnétique soumis à un champ magnétique :

- ce noyau est attiré par ce champ (électroaimants) ;
- le champ dans le matériau et au voisinage du noyau est beaucoup plus intense que si le champ extérieur agissait dans l'air (inductance élevée des bobines à noyau) ;

MANIP : On place dans un solénoïde un barreau d'aluminium, puis un barreau de fer et on mesure à l'aide d'un Teslamètre la valeur du champ magnétique et on compare.

- les champs dans le matériau et à l'extérieur du matériaux persistent lorsque le champ extérieur cesse (aimants permanents) ;
 - en raison des interactions magnétiques, la susceptibilité - au lieu de devenir infini à 0K comme dans un paramagnétique - devient infinie à une température caractéristique, appelée température de Curie T_C . En dessous de cette température, les interactions dominent l'agitation thermique et une aimantation spontanée (M_S) apparaît en l'absence de champ appliqué, aimantation qui atteint à température nulle sa valeur maximale M_0 , correspondant au parallélisme de tous les moments individuelles.
- MANIP** : Transition ferromagnétique-paramagnétique (Quaranta II Thermo p.459). On chauffe à la lampe à souder un petit cylindre de fer dans lequel un petit trou a été percé pour y introduire un thermomètre. Ce cylindre est maintenu en contact avec une surface jouant le rôle de bouclier thermique au dos duquel on a placé un aimant suspendu par un fil. On doit retrouver le point de Curie $T_C = 770C^\circ$. En réalité la température mesurée devrait être un peu inférieure à la température de

Curie car l'aimant sera libéré dès que la force attractive est suffisamment faible et ceci se produit avant que cette force soit nulle ($\hat{a}T = T_C$).

Une substance ferromagnétique présente un ordre plus grand pour les moments magnétiques dont les spins fortement couplés s'alignent dans des domaines d'aimantation appelés domaines de Weiss, contenant de 10^4 à 10^6 atomes, limités par des parois dites de Bloch (suite voir Bréal page 54 ou p176 Bertin).

2. Aimantation d'un corps ferromagnétique

2.1 Courbe de première aimantation

On désire étudier l'aimantation volumique M d'un échantillon en fonction du champ magnétique appliqué. Cette aimantation dépend de l'histoire antérieure de l'échantillon ; il est donc essentiel, pour obtenir des résultats reproductibles et interprétables, que les conditions d'aimantation soient très bien précisées. Nous nous intéressons ici à un échantillon qui n'a jamais été aimanté, ou, ce qui est plus fréquent, qui a été soigneusement désaimanté ; pour ce faire, on le soumet à un champ magnétique alternatif, par exemple de fréquence 50 Hz, d'abord très intense et que l'on réduit progressivement jusqu'à zéro. L'aimantation que l'on mesurera dans ces conditions, est appelée "première aimantation.

Par ailleurs nous savons que la forme de l'échantillon joue un rôle important dans l'aimantation d'une substance. Aussi utilise-t-on un échantillon en forme de tore pour lequel il n'y a pas d'effets de surface. Dans cette géométrie particulière le champ H est entièrement contrôlé et imposé par l'expérimentateur à l'aide du courant I dans la bobine torique qui crée l'aimantation. C'est la raison de caractère pratique pour laquelle les mesures concernant les matériaux magnétiques sont données avec $H = ||H||$ comme paramètre en $A.m^{-1}$.

On peut utiliser avantageusement comme paramètre $\mu_0 H$, exprimé en Tesla, qui, dans la géométrie torique est simplement le champ B_0 créée par le courant de la bobine torique. On obtient point par point la courbe $B(H)$: on en déduit aisément :

$$M(H) = \frac{1}{\mu_0} B(H) - H$$

D'un point de vue expérimentale on peut obtenir la courbe de première aimantation d'un ferromagnétique (**Manip possible Quanranta IV Elect p185**).

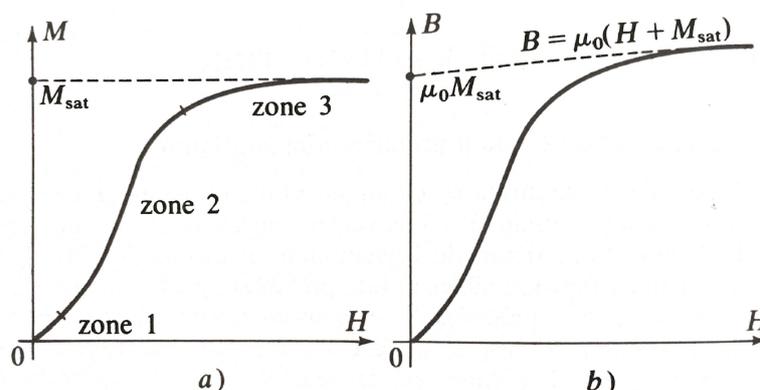


FIGURE 3 - Courbe de première aimantation.

La courbe comporte d'abord pour les faibles valeurs de H une courte portion sensiblement rectiligne (zone 1), suivie d'une partie à croissance nettement plus rapide (zone 2); enfin, pour des valeurs élevées de H , elle tend vers une asymptote horizontale (zone 3). Cette limite M_{sat} , appelée "aimantation à saturation", est spécifique du matériau, très sensible à l'état de pureté de l'échantillon et dépend de sa température.

Pour obtenir la saturation de ces trois éléments, il faut à la température ordinaire, que H atteigne environ 10^5 à 10^6 A.m⁻¹, soit $B_0 = \mu_0 H$ de l'ordre de $1T$. Par contre pour certains alliages comme le Mumétal, la saturation est obtenue pour $H \approx 10A.m^{-1}$ soit $\mu_0 H$ de l'ordre de $10^{-5}T$, ce qui est faible.

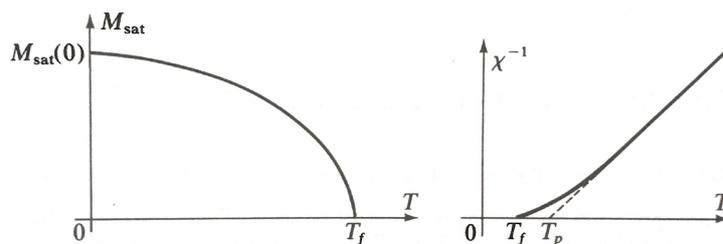
La courbe représentant $B(H)$ se déduit de la courbe $\mu_0 M(H)$ en y ajoutant la variation linéaire $\mu_0 H$; pour les grandes valeurs de H , elle tend vers une asymptote inclinée d'équation :

$$B = \mu_0 H + \mu_0 M_{ext} \quad (17)$$

	M_{sat} (A.m ⁻¹)	$\mu_0 M_{sat}$ (T)	T_C ou T_f (K)	T_p (K)
Fer	1,7 10 ⁶	2,14	1043	1101
Cobalt	1,4 10 ⁶	1,76	1393	1410
Nickel	0,48 10 ⁶	0,6	631	650

TABLE 1 - Données pour 20°C

L'aimantation de saturation dépend de la température; elle décroît régulièrement si l'on chauffe le matériau, puis diminue rapidement et s'annule pour une température T_C , comme on l'a vu toute à l'heure, au-delà de laquelle le matériau n'est plus ferromagnétique mais paramagnétique.



Pour des températures nettement supérieures à T_C , la susceptibilité paramagnétique χ suit une loi de Curie-Weiss :

$$\chi = \frac{C}{T - T_p} \quad (18)$$

où C est une constante et T_p une température appelée "température de Curie paramagnétique"; elle est légèrement supérieure à T_f .

2.2 Hystérésis

MANIP p.55 Breal : Faire la manip et avant et constater l'hystérésis !

Reprenons l'étude expérimentale de l'aimantation d'un échantillon torique. Après avoir décrit la courbe de première aimantation jusqu'à la saturation, faisons décroître l'intensité

du courant électrique dans la bobine magnétisante ; H décroît et l'on constate que le champ B , donc aussi l'aimantation M , ne reprennent pas, pour un même champ H , les valeurs obtenues en champ H croissant. Elles sont supérieures et la courbe de désaimantation $B(H)$ est différente. On dit qu'il y a **hystérésis**. Ce retard à la désaimantation est la conséquence de l'irréversibilité du déplacement des parois entre domaines.

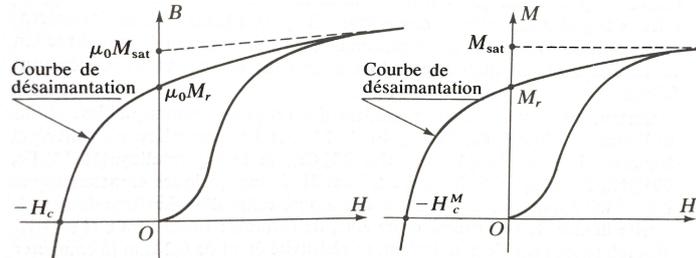


FIGURE 4 – Courbes de désaimantation après saturation, appelées aussi "courbes de recul".

Lorsque le courant est redevenu nul, il en est de même pour H , mais il subsiste une aimantation résiduelle non nulle M_r , appelée "aimantation rémanente", et le champ magnétique correspondant, dit "champ rémanent" a alors la valeur $B_r = \mu_0 M_r$. Pour diminuer encore l'aimantation, il faut inverser le sens de H , en inversant le sens du courant dans la bobine ; on constate que le champ magnétique B s'annule pour une valeur de H , négative : $-H_c$, où H_c est appelé le "champ coercitif". L'aimantation ne s'annule que pour un champ H encore un peu plus négatif : H_c^M (avec $H_c^M > H_c$). La différence entre H_c et H_c^M est faible pour de nombreux matériaux ; la distinction doit cependant être faite pour les matériaux modernes qui servent à la fabrication des aimants permanents, et dont le champ coercitif H_c est élevé.

Application au transformateur réel. p66 Breal

2.3 Ferromagnétiques "doux" et "durs"

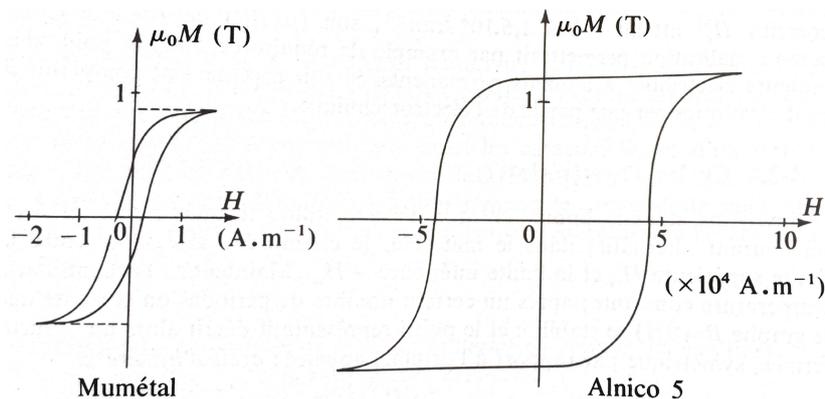


FIGURE 5 – Exemples de cycles d'hystérésis (à saturation). Notez la différence entre les échelles horizontales de ces deux graphes (facteur 20000) typique entre un matériau doux le Mumetal et un matériau dur l'Alnico 5.

L'étude de l'hystérésis magnétique permet de classer les substances ferromagnétiques en deux grandes catégories :

- **Les matériaux ferromagnétiques "doux"** sont caractérisés par un faible champ coercitif inférieur à 100 A.m^{-1} et parfois 1 A.m^{-1} ; leur aimantation peut donc être facilement modifiée. Ils possèdent en général une grande perméabilité, en particulier

une forte perméabilité initiale. Lors d'aimantations et de désaimantations successives, l'hystérésis est cause de pertes énergétiques ; minimiser les pertes est essentiel pour de nombreux appareils où le champ magnétique varie, tels que les transformateurs, électro-aimants, relais, écrans magnétiques, bobines téléphoniques, etc... d'où l'emploi pour ces applications de matériaux doux.

- **Les matériaux ferromagnétiques "durs"** sont caractérisés par un fort champ coercitif supérieur à $10^3 A.m^{-1}$ et qui atteint $10^6 A.m^{-1}$; leur magnétisme rémanent est alors assez difficile relativement à supprimer et ces matériaux sont donc utilisés pour faire des aimants permanents. Les plus simples et les plus anciens sont les aciers (fer à 1% de carbone), avec éventuellement du tungstène, du cobalt ou du manganèse.

Un matériau doux a des cycles étroits, un matériau dur des cycles larges. Pour un matériau doux on atteint l'aimantation à saturation avec un champ $B_0 = \mu_0 H$ facilement réalisable en utilisant une bobine torique ou un solénoïde allongé entourant le matériau, alimentés par exemple par une tension sinusoïdale à 50Hz.

Pour un matériau dur, si l'on veut tracer un cycle d'hystérésis à saturation, il est difficile d'obtenir le champ H_m nécessaire avec une bobine ; on utilise un échantillon en forme de barreau que l'on place dans l'entrefer d'un électro-aimant ; la bobine entourant le barreau permet d'atteindre dB/dt à l'intérieur de l'échantillon ; une bobine voisine, d'axe parallèle, donne un signal proportionnel à dB_0/dt , avec $B_0 \approx \mu_0 H$; on obtient le cycle, point par point, à l'aide de deux circuits intégrateurs.

Certains matériaux comme les ferrites ont des cycles d'hystérésis "carrés", c'est à dire que l'aimantation est toujours voisine de l'aimantation à saturation, la transition d'un sens à l'autre s'effectuant brusquement dès que $|H|$ atteint la valeur de H_c . Cette propriété permet de réaliser des systèmes bistables (à deux états stables), utilisés en particulier dans les mémoires d'ordinateurs, où des centaines de milliers de tores en ferrite permettent de stocker de l'information sous forme binaire ; cette application tend cependant à disparaître au profit de mémoires à semi-conducteurs intégrés.

Rq : aspects microscopiques du magnétisme p.189 Bertin

3. Application : le disque dur

3.1 Principe d'écriture

Imaginons une surface recouverte d'une couche de matériau ferromagnétique. Initialement, le matériau n'a été exposé à aucun champ magnétique et les petits domaines qui le composent ne présentent aucune aimantation commune. Appliquons un champ magnétique : les domaines vont d'aimanter dans la direction du champ imposé créant ainsi des zones magnétiques où l'aimantation est unique. Ainsi, pour écrire des données sous binaire, il suffit de disposer d'un dispositif capable de produire un champ magnétique de direction constante mais dont on peut choisir le sens. En imposant l'un des deux sens à différentes zone de la couche de matériau magnétique, on y enregistre les données, le 0 correspondant à un sens et le 1 à l'autre.

Comment produire un champ magnétique ? Par exemple en faisant circuler un courant électrique dans une bobine (le champ magnétique qui en résulte sera plus intense si l'on met un morceau de fer doux au centre de l'enroulement) : c'est le principe de l'électroaimant. Si l'on inverse le sens du courant dans le bobinage, le champ magnétique change de sens. On peut ainsi définir une orientation d'aimantation spécifique pour chaque zone

de la couche en fonction du sens du courant dans l'électroaimant. C'est le principe du système d'écriture adopté pour tous les disques durs.

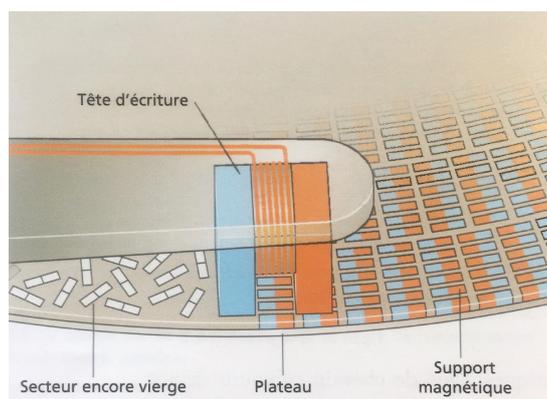


FIGURE 6 – Principe de l'écriture des données sur un matériau ferromagnétique. La direction de l'aimantation à l'intérieur des différentes zones magnétiques est symbolisée par un code couleurs : en gris sont représentés les domaines dont l'aimantation possède une orientation quelconque, ce qui correspond 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.

3.2 Principe de lecture

Le système de lecture des données d'un disque dur a beaucoup évolué. Initialement, les têtes de lecture exploitaient l'effet inverse de celui à l'œuvre pour l'écriture : le passage de la tête au-dessus d'une zone aimantée provoque la création d'un courant dans la bobine servant à l'écriture. Malheureusement, ce courant induit est très faible, et la taille des zones enregistrées doit être grande, ce qui limite la quantité d'informations qu'on peut stocker.

On fit alors appel à un principe un peu différent : la variation de la résistance de certains matériaux avec l'intensité du champ magnétique dans lequel ils sont plongés. La mesure de courant fut remplacée par une mesure de résistance, techniquement plus facile. On put ainsi diminuer la taille des zones à aimanter et augmenter la densité d'information.

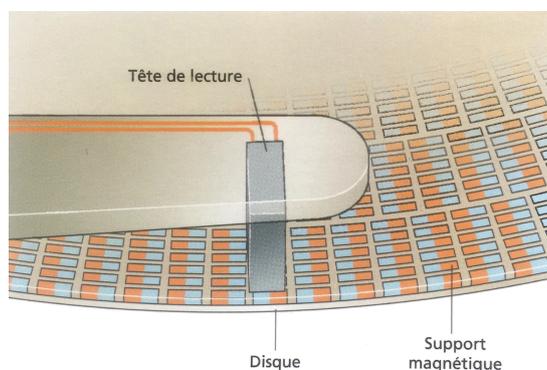


FIGURE 7 – Principe de la lecture des données. La résistance d'un circuit électrique se déplaçant à proximité d'une zone magnétique varie lorsque l'orientation de l'aimantation de la zone change brusquement. Cet effet permet de lire les données inscrites sur le support magnétique.

En 1988, des chercheurs découvrirent un effet révolutionnaire : la "magnétorésistance géante" (GMR) qui a récompensé le prix Nobel 2007., et qui fut l'acte de naissance de la prometteuse électronique de spin ou "spintronique". Expliquer cet effet dépasserait le cadre de cette leçon mais signalons que les têtes de lecture exploitent toutes désormais l'effet GMR. Il est intéressant de souligner que l'application fut extrêmement rapide, puisque cette nouvelle génération de tête de lecture apparut en 1997, soit seulement 7 ans après une découverte qui relevait strictement de la physique fondamentale.

Rq : Définition d'après Wikipedia :La magnétorésistance géante (en anglais, Giant Magnetoresistance Effect ou GMR) est un effet quantique observé dans les structures de films minces composées d'une alternance de couches ferromagnétiques et de couches non magnétiques communément appelées multi-couches. Elle se manifeste sous forme d'une baisse significative de la résistance observée sous l'application d'un champ magnétique externe. Dans la découverte initiale, les deux couches ferromagnétiques adjacentes ont en l'absence de champ magnétique appliqué une aimantation antiparallèle qui résulte d'un couplage antiferromagnétique. Un champ magnétique externe induit un renversement d'aimantation : les aimantations respectives des deux couches s'alignent et la résistance de la multi-couche décroît brutalement.

L'effet se produit parce que le spin des électrons du métal non magnétique se répartit équitablement de façon parallèle et antiparallèle, et subit ainsi une diffusion magnétique moins importante lorsque les couches ferromagnétiques sont aimantées de façon parallèle.

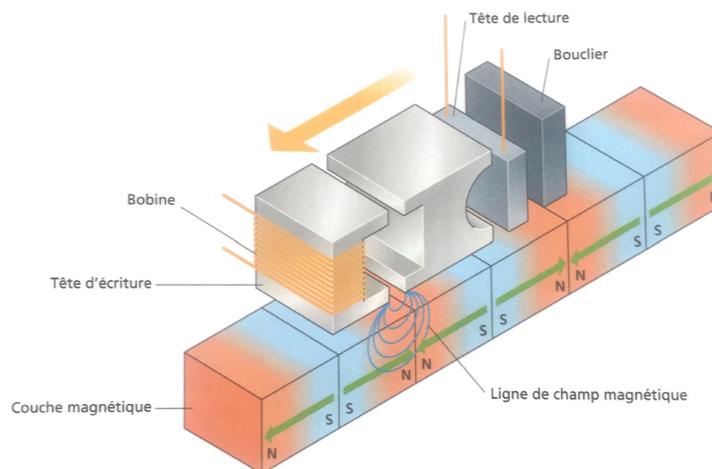


FIGURE 8 – Détail de la tête de lecture/écriture. La tête d'écriture est constituée d'une bobine qui produit un champ magnétique suffisamment intense pour orienter les zones de la couche magnétique. La tête de lecture mesure la variation de résistance provoquée par le changement d'orientation de l'aimantation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

Rq :Résistance magnétique : $R_m = \Phi \cdot t/m$ avec Φ le flux d'induction et m le moment magnétique.

Conclusion

On a pu voir dans cette leçon comment pouvait on reconnaître de composé ferromagnétique à l'aide de mesure expérimentale et en se servant des équations de Maxwell. On a ainsi pu voir une des applications utilisant les propriétés de ces corps : le disque dur. La liste des applications basées sur le ferromagnétisme est très longue, tant en conversion de

puissance (transformateurs, moteurs), que pour réaliser des bobines à forte inductance ou des sondes de courant à flux nul, en stockage de données, en médecine (ferrofluide pour l'imagerie médicale par exemple), ou aussi en géologie (avec le paléomagnétisme, c'est à dire l'étude de l'aimantation des couches sédimentaires) etc... En parallèle sont inventés régulièrement des alliages ferromagnétiques de plus en plus performants.

Manipulation : Étude de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique constitué par les tôles d'un transformateur torique

Quanrata IV p.491 et Bréal p.55

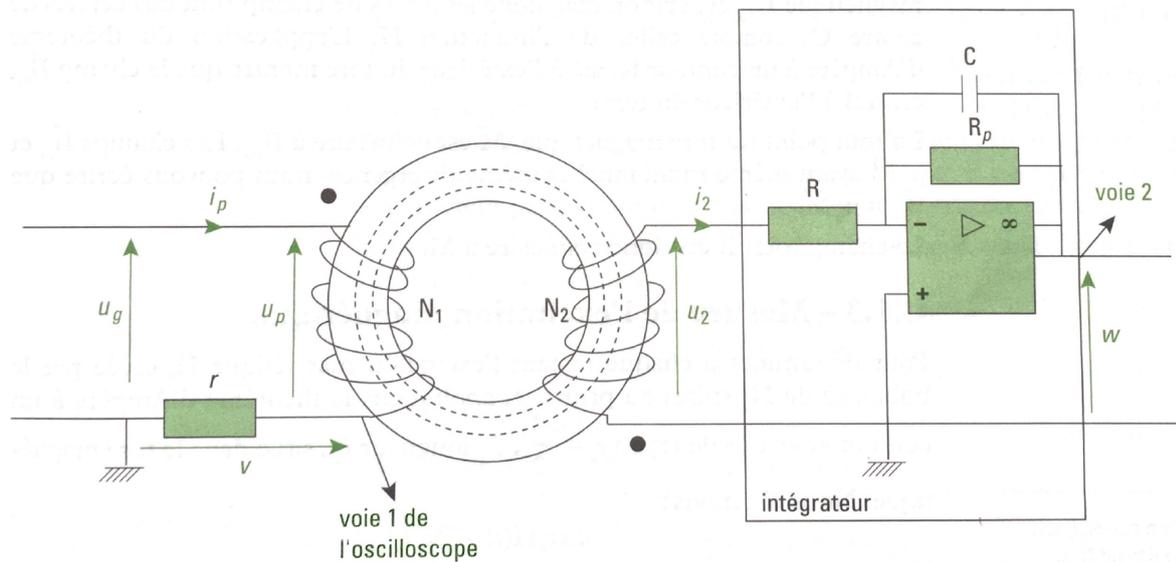


FIGURE 9 – Montage pour le tracé de $B(H)$. On choisit une convention récepteur à l'entrée ou primaire (u_p, i_p) et une convention générateur en sortie ou secondaire (u_2, i_2), ce qui correspond au fonctionnement normal du transformateur.

Choix théorique et pratique

Présentation du problème

Pour étudier l'aimantation, il nous faut créer une excitation \vec{H} facilement mesurable en tous points du milieu ferromagnétique que nous supposons isotrope et homogène : nous utiliserons le théorème d'Ampère pour déterminer H .

Pour mesurer le champ magnétique \vec{B} dans la matière, nous utiliserons un milieu à géométrie particulière qui nous permettra de connaître en tous points du milieu la direction et le sens de ce champ. Pour la norme de \vec{B} , nous utiliserons le flux Φ de ce champ dans un ensemble de spires aux bornes duquel nous mesurerons une tension qui, si la sortie des spires est à vide, se confond avec la force électromotrice e donnée par la loi de Faraday. L'intégration temporelle $e(t)$ conduira à la mesure de B .

L'aimantation \vec{M} se déduira au champ \vec{B} par la relation $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M}$ avec :

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi_m(H))\vec{H} = \mu_0\mu_r(H)\vec{H} = \mu(H)\vec{H} \quad (19)$$

Nous voyons que la connaissance de $\mu(H)$ (ou $\mu_r(H)$ ou $\chi_m(H)$) est donc fondamentale pour caractériser le matériau magnétique. Pour obtenir l'allure de $\mu(H)$, nous traçons d'abord la courbe $B(H)$.

Paramètres pris pour l'expérience

Pour la manipulation on prend :

- $R_p \approx 100k\Omega$
- $C = 20\mu F$
- $R = 20k\Omega$
- $r = 10\Omega$
- $N_1 = 250$
- $N_2 = 1000$

On a également pour la section du tore : $A = 16mm^2$ et pour la longueur moyenne du tore $\ell = 50cm$. L'intégrateur au secondaire du transformateur permet de passer de la fem d'induction au flux et donc au champ magnétique B dans le fer. Cet intégrateur comporte une résistance en parallèle sur la capacité C de manière à s'affranchir du problème de dérive.

Sous peine de danger grave, en aucun cas nous ne pouvons raccorder le secteur 220 V à l'entrée $u_p(t)$ d'un tel montage. Il faut recourir soit à un transformateur d'isolement, soit à un générateur basse fréquence reliée à un étage de puissance qui délivre $u_p(t)$: nous avons choisi cette dernière solution en travaillant à la fréquence 50 Hz. L'étage de puissance ne sera pas représenté dans les schémas des montages. Lorsque l'on cherche à connecter deux circuits, il arrive que leurs masses soient distinctes et que le raccordement soit problématique. Le transformateur d'isolement permet de relier les deux circuits sans qu'un conducteur ne les relie. C'est une isolation galvanique.

Rq : Il faut penser à bien serrer le tore car la force est homogène à $(\partial E_{electromag}/\partial x)_i \leftrightarrow$ vibrations.

Loi des nœuds appliquée à l'entrée inverseuse donne :

$$\frac{V_e - V_-}{R_p} + C \frac{d(V_s - V_-)}{dt} + \frac{V_s - V_-}{R'} = 0 \quad (20)$$

Soit en régime linéaire avec $V_- = 0$:

$$\frac{dV_s}{dt} + \frac{V_s}{R'C} = \frac{V_e}{RC} \quad (21)$$

Pour un signal d'entrée périodique de période T , on aura en régime permanent en sortie :

- Si $T \gg R'C$: $V_s = -(R'/R)V_e$
- Si $T \ll R'C$: $V_s = (1/RC) \int V_e dt$

En choisissant les valeurs des composants du Dico IV, $R'C = 10^5 \times 20 \cdot 10^{-6} = 2s \gg 1/50s$: on a bien un intégrateur.

Mesure de l'excitation magnétique

Appliquons le théorème d'Ampère pour l'excitation magnétique créée par le bobinage N_1 :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = H\ell = N_1 i_p \quad (22)$$

avec N_1 le nombre de spires et en supposant $N_2 i_2$ négligeable devant $N_1 i_p$. On obtient donc H en relevant à l'oscilloscope la tension $v = r i_p$ et en appliquant ensuite la relation :

$$H(t) = \frac{N_1}{\ell} \frac{v(t)}{r} \quad (23)$$

$v(t)$ est donc l'image de l'induction magnétique $H(t)$ à un coefficient multiplicatif près. le montage permet d'obtenir, grâce à un système électronique, une image amplifiée du

courant i_p qui traverse alors la résistance r . Ceci permet d'obtenir une tension $v = ki_p$ de valeur facilement mesurable.

Mesure du champ magnétique

Pour déterminer à chaque instant le champ magnétique B dans le tore, nous utilisons un deuxième enroulement N_2 spires au secondaire. Le flux \vec{B} à travers cette bobine dépend du temps : il y a induction. Il existe donc aux bornes du secondaire une force électromotrice $e_2(t)$ liée à la variation de flux dans la bobine par la relation :

$$e_2(t) = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (24)$$

Remarquons que dans le dispositif d'étude, le courant i_2 au secondaire est très petit, en tous cas négligeable devant les autres courants. Nous considérerons le secondaire ouvert : $i_2 = 0$.

Ainsi nous avons $u_s(t) = u_2(t) = e_2(t)$. Or, comme $\Phi(t) = N_2 B(t) A$, alors :

$$u_s(t) = u_2(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = -N_2 A \frac{dB(t)}{dt} \quad (25)$$

Nous comprenons le rôle de l'intégrateur puisque :

$$w(t) = -\frac{1}{RC} \int u_2(t) dt = -\frac{1}{RC} \int \left(-N_2 A \frac{dB(t)}{dt} \right) = \frac{N_2 A}{RC} B(t) + cste \quad (26)$$

La constante d'intégration est nulle si $w(t)$ et $B(t)$ sont des fonctions sinusoïdales, ce qui est généralement le cas. Dans le cas contraire, vu l'imperfection de l'amplificateur opérationnel qui conduit à une charge progressive du condensateur, il y a souvent un réglage constructeur permettant d'ajuster la dérive de sortie du montage.

Nous obtenons donc B en relevant à l'oscilloscope la tension $w(t)$ et en appliquant ensuite la relation :

$$B(t) = \frac{RC}{N_2 A} w(t) \quad (27)$$

$w(t)$ est donc une image du champ magnétique total créé dans le matériau magnétique, à un facteur multiplicatif près.

Résultats

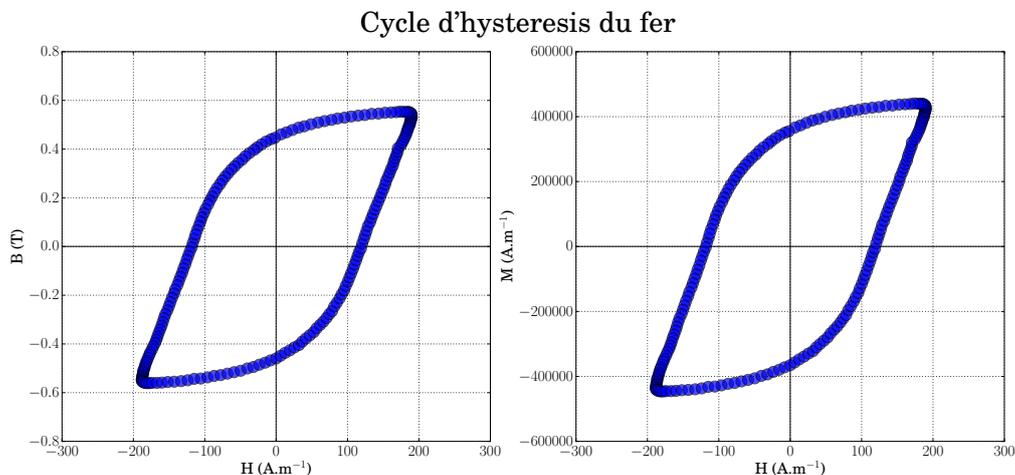
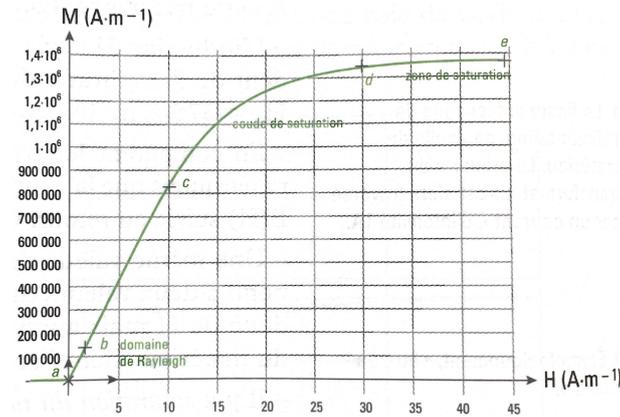


FIGURE 10 – Cycle d'hystérésis. w en fonction de v et B en fonction de H .

On voit bien sur le graphe le cycle. On peut ainsi retrouver expérimentalement les valeurs $M_{sat} = 4,5.10^6 A.m^{-1}$ et $\mu_0 M_{sat} = 0.5$. On a une différence avec les valeurs théoriques du fer mais on reste dans le même ordre de grandeur. On est probablement pas encore à la saturation, le noyau de fer est gros et difficile à saturer. On peut donc utiliser cet outils expérimental pour pouvoir caractériser un matériaux dont on ignorera la composition. Il est important de noter que plus fréquence, pour des paramètres identiques, diminue plus le cycle d'hystérésis se rétrécis.



On remarque bien la cour be de première aimantation. On remarque ainsi quatre zones différentes :

- de a vers b , une zone en fore de parabole dit domaine de Rayleigh ;
- de b vers c , une zone linéaire d'augmentation rapide de B qui montre que la perméabilité et la susceptibilité dépendent de H ;
- de c vers d , une zone de courbure appelée coude de saturation ;
- de d vers e , une zone de saturation dans laquelle la relation $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ se réduit à $\vec{B}_{sat} = \mu_0\vec{M}_{sat}$ puisque la variation de H est sans effet sur celle de B .

On peut également remonter à la puissance dissipé par le matériaux. On sait que la puissance instantanée consommée au primaire du transformateur est :

$$\mathcal{P}_p(t) = u_p(t)i_p(t), \text{ avec } u_p(t) = R_1 i_p(t) - e_1 = R_1 i_p(t) + N_1 \frac{d\phi_1}{dt}$$

Donc,

$$\mathcal{P}_p(t) = R_1 i_p^2(t) + N_1 i_p(t) \frac{d\phi_1}{dt}$$

Or :

$$i_p(t) = \frac{\ell H(t)}{N_1} \text{ et } N_1 = \frac{d\phi_1}{dt} = N_1 A \frac{dB(t)}{dt}$$

alors,

$$\mathcal{P}_p(t) = R_1 i_p^2(t) + \ell A H(t) \frac{dB(t)}{dt}$$

La puissance moyenne est donc,

$$\langle \mathcal{P}_p(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \mathcal{P}_p(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T R_1 i_p^2(t) dt + \ell A \frac{1}{T} \int_0^T H(t) dB(t) \quad (28)$$

où T est la période de la tension excitatrice $u_p(t)$.

Rq : $\int H(t)dB(t)$ a les dimensions d'une puissance volumique multipliée par une durée ; c'est donc une énergie volumique ($J.m^{-3}$).

Le premier terme du bilan de puissance n'est autre que la puissance Joule \mathcal{P}_j consommée dans la résistance d'entrée qui s'écrit :

$$\mathcal{P}_j = R_1 I_p^2 \quad (29)$$

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

Dans le second terme, nommé pertes fer, ℓA est le volume du tore, donc du matériau magnétique concerné. Le produit $H(t)dB(t)$ est l'aire sous la courbe $H(B)$, égale à l'aire sous la courbe $B(H)$.

Ainsi $S = \int_0^T H(t)dB(t)$ est l'aire comprise à l'intérieur du cycle. De la sorte :

$$\mathcal{P}_f = \frac{V_e S}{T} \quad (30)$$

On trouve dans notre cas $\mathcal{P}_f = ??$. On peut calculer la perte massique pour le fer qui doit être :

$$\mathcal{P}_m = \frac{\mathcal{P}_f}{V_e \rho} \approx 1W/kg \quad (31)$$

Rq : Nature des pertes : voir Bréal p65.