

LP Propriétés macroscopiques des ferromagnétiques

Dihya Sadi

Session 2021

Bibliographie

- BFR EM4 Rq : il manque dans mon CR des OG. Aller les chercher dans le BFR EM4 il y en a plein (et c'est très important dans cette leçon)
- FEYNMAN EM2
- GARING, MILIEUX MAG

Introduction

Pré-requis

- Equations de Maxwell dans les milieux
- Induction/Auto-induction
- Aimants permanents

1 Aimantation induite

1.1 Rappel sur l'aimantation des milieux magnétique

On décrit la matière aimantée en utilisant l'hypothèse selon laquelle tout élément de volume $d\tau$ d'un matériau aimanté possède un moment dipolaire magnétique \vec{dm} . On caractérise alors l'aimantation par un champ vectoriel, densité volumique de moment dipolaire, défini tel que :

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

Qui s'exprime en A/m

Ainsi pour décrire la matière on peut distinguer deux types de courants :

- **Courants de conduction**, correspondant à des déplacements de charges libres sur des distances » distances interatomiques. On notera la densité de courants associée \vec{j}_l , courants libres dont on a déjà l'habitude
- **Courant d'aimantation** \vec{j}_M correspondant à des mouvements microscopiques de charges liées autour des noyaux des atomes, qu'on admet dériver du champ d'aimantation par la relation :

$$\vec{j}_M = \text{rot} \vec{M}$$

Rq : ces courants sont en général qualifiés de fictifs car ce ne sont pas des courants macroscopiques de porteurs de charges libres dans la matière, mais ils permettent de représenter tb notre problème.

Alors sous l'effet d'un champ magnétique \vec{B} :

- Il se crée des courants d'aimantation en réponse au champ appliqué
- Ces courants d'aimantation vont créer à leur tour un champ magnétique

On a donc un problème couplé : schéma bloc sur slide ? Les notations que l'on a introduites nous conduisent au jeu d'équations de Maxwell couplées (sur slide) qui représentent bien ce problème. On a alors introduction d'un nouveau champ \vec{H} , et on peut écrire un nouveau théorème d'Ampère qui fait intervenir plutôt ce champ.

Pour résumer les champs qui vont nous intéresser vont être :

- \vec{H} : excitation magnétique, c'est la grandeur contrôlable par les courants libres qu'on applique
- \vec{M} : grandeur de réponse (matière qui réagit à l'excitation)
- \vec{B} : mélange des deux

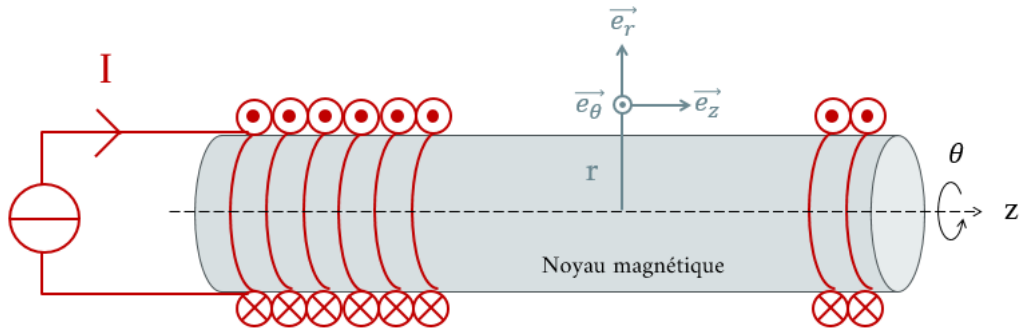
On voit déjà que la résolution de ce problème n'est pas évident, et nécessite la connaissance de la réponse de la matière. Pour cela on va s'appuyer sur des observations expérimentales/macrosopiques.

1.2 Introduction d'un milieu magnétique dans une bobine

[Exo 1.3 du Garing des Milieux Magnétiques]

S'appuyer sur une expérience pour cette partie ?

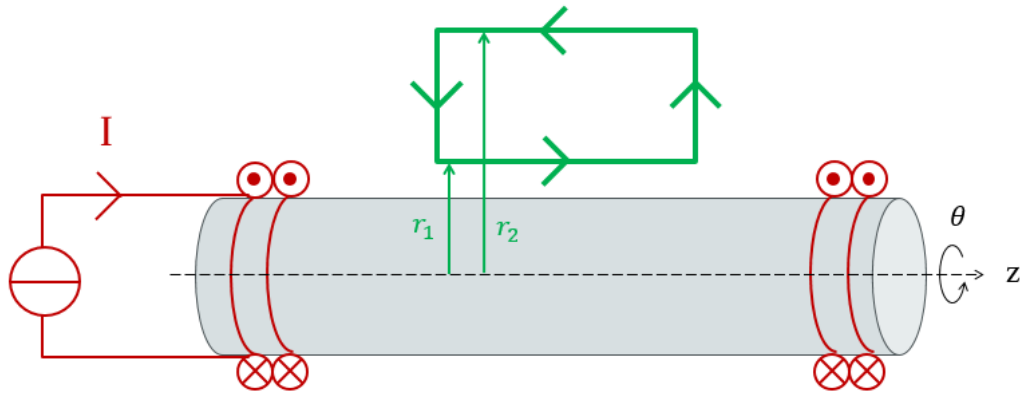
On considère un solénoïde avec un noyau magnétique éventuellement aimanté à l'intérieur.



On a N spires par unité de longueur de rayon a , et on néglige les effets de bord. On suppose qu'un milieu magnétique

Le plan $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ est un plan de symétrie par les courants donc d'antisymétrie pour $\vec{H}, \vec{B}, \vec{M}$. En utilisant de plus les propriétés d'invariance par translation et rotation on obtient: $\vec{H} = H(r)\vec{e}_z$, idem pour les deux autres.

On va maintenant appliquer le nouveau théorème d'Ampère en prenant comme contour un rectangle dans un plan $\theta = cst$.

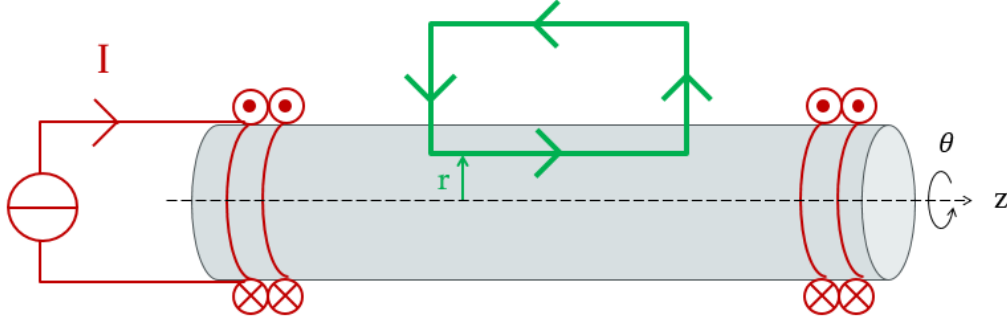


On obtient :

$$\int \vec{H} \cdot d\vec{l} = -H(r_2)L + H(r_1)L = I_{\text{libre, enlance}} = 0$$

D'où $H(r_1) = H(r_2)$ d'où $\vec{H}_{\text{ext}} = \vec{0}$ uniforme. Puis $\vec{M}_{\text{ext}} = \vec{0}$ car à l'extérieur pas de matière à aimanter. Puis $\vec{B}_{\text{ext}} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \vec{0}$

Idem avec le contour d'Ampère qui passe maintenant à l'intérieur du milieu.



$$\int \vec{H} \cdot d\vec{l} = LH(r) = I_{libre}^{enlace} = nLI$$

D'où $H_{int} = nI\vec{e}_z$ est uniforme.

Le barreau étant uniformément excité par \vec{H} il va s'aimanter uniformément $\vec{M} = M\vec{e}_z$.

Finalement à l'intérieur du barreau on a un champ magnétique :

$$\vec{B}_{int} = \mu_0(nI + M)\vec{e}_z$$

On a ainsi une situation intéressante : si la matière s'aimante dans le sens de l'excitation (ie \vec{M} et \vec{H} sont dans le même sens, alors le champ magnétique est amplifié grâce à la présence du noyau. ($B_{sans, noyau} = \mu_0 nI$ déjà vu)

Ordres de grandeur:

- $B = \mu_0 ni = 4\pi 10^{-7} 1000 i mA = 10^{-3} T = mT$
- Pour des aimants néodymes on peut avoir un champ qui va jusqu'à 1 Tesla

Donner des OG pour du fer par exemple, s'émerveiller. D'où ça vient ? Comment ça se fait ? Est-ce que tous les matériaux permettent ce genre de choses ? Non il s'agit en fait d'une classe particulière de matériau magnétiques, les ferromagnétiques.

1.3 Observation expérimentale du ferromagnétisme

On désigne par ferromagnétisme la propriété qu'ont certains corps à s'aimanter très fortement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, et très souvent de garder par

la suite une aimantation importante même en champs nul. Ils sont devenus ce que l'on appelle couramment des aimants.

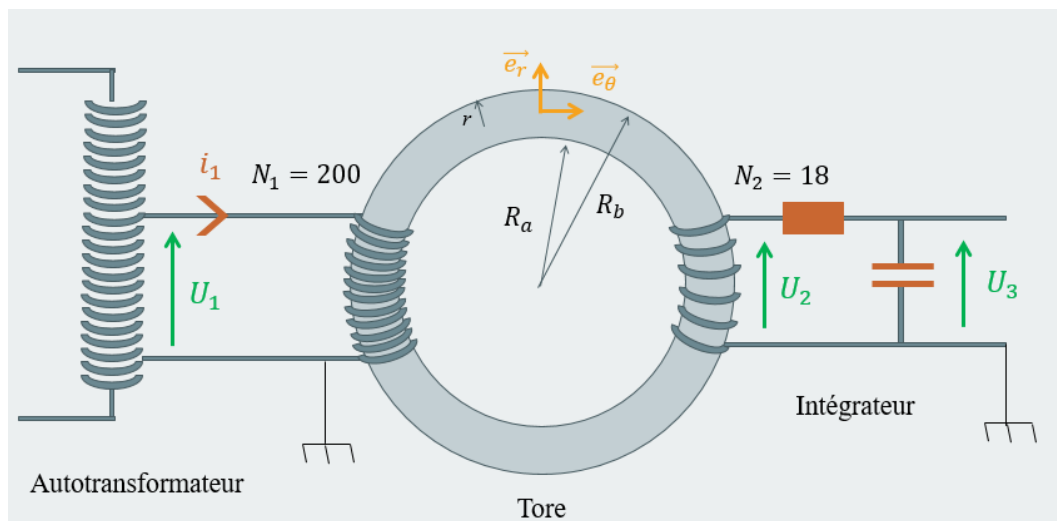
Exemple : fer, Ni, Co, certains alliages.

Propriétés des ferromagnétiques :

- Un matériau ferromagnétique confine le champ magnétique. Montrer une carte de champ mag sur slide. Cette propriété sera admise.
- Le ferro s'aimante TRES FORTEMENT
- Le ferro peut présenter une aimantation non nulle pour $\vec{H} = \vec{0}$, on a alors un aimant permanent
- D'une manière générale on observe que l'aimantation dépend du passé, phénomène d'hystérésis

2 Phénoménologie du ferromagnétisme

Montage expérimental, on demande pour l'instant d'admettre que ce circuit nous permet d'avoir accès à une image de H par la mesure de i_1 et une image de B par la mesure de U_3 .



Petite question sur ce montage : pq pour trouver B on mets pas simplement le circuit intégrateur au même endroit que l'auto-transfo ? Car le bobinage est résistif donc du côté gauche on a $r_{bobinage} i_1$ très grand car i_1 grand, donc il va falloir le rajouter à la fem. Tandis que à droite i_2 est petit (principe du transfo) donc $r_{bob} i_2$ est assez faible pour ne pas être pris en compte

Petits calculs au cas où, pas à présenter

Théorème d'Ampère :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = H \times 2\pi R = N_1 i_1$$
$$\vec{H} = \frac{N_1 i_1}{2\pi R} \vec{e}_\theta$$

Calcul de \vec{B} .

Une variation de B entraîne $d\phi = dB N_2 S$.

Loi de Faraday : var de flux $\Rightarrow e = -\frac{d\phi}{dt} = -N_2 S \frac{dB}{dt} = -u_2$.

Circuit integrateur

$$u_3 = \frac{1}{RC} \int u_2 dt = \frac{N_2 S}{RC} B$$
$$u_3 = \frac{B}{\frac{RC}{N_2 S}} \Rightarrow \vec{B} = \frac{RC}{N_2 S} u_3 \vec{e}_\theta$$

2.1 Première aimantation

[BFR EM4 CHAPITRE 8] pour l'explication de l'allure des courbes et pour des OG des pertes, des valeurs de H_c , μ_r , $\mu_0 M_{sat}$ etc pour des ferros durs et doux.

Partant de $M=0$ et $H=0$ on augmente H . M augmente alors et finit par saturer à M_{sat} . Pour ce qui est de B , ne sature pas mais en OG monte jusque vers $\mu_0 M_{sat}$

2.2 Hystérésis

Ensuite on fait varier H de manière périodique.

- Lorsque H diminue, pour $H=0$ on garde les valeurs rémanentes/résiduelles M_r et B_r
- M s'annule pour $-H_c$ et B s'annule pour $-H_c$, il s'agit de l'excitation coercitive

- Ensuite pour H "très négatif" on sature à nouveau négativement
- H augmente on obtient la courbe symétrique par rapport à l'origine
- Finalement on obtient le cycle d'hystérésis en régime périodique

Rq sur ce cycle :

- Attention il dépend de la fréquence de tracé

Visualisation du cycle avec la manip du MP Milieux magnétiques. On peut faire varier l'amplitude du cycle, pour montrer la saturation visuellement. Si l'amplitude de H est faible on n'a pas de saturation.

Ferromagnétiques doux et durs

A partir de là on peut distinguer deux types de ferromagnétiques :

- Ferro dur : cycle large, $H_c > 10^3, 10^4 A/m$, adapté pour réaliser des aimants permanents
- Ferro doux : cycle étroit $H_c < 10, 100 A/m$, B_r est faible, utilisé pour des systèmes dont l'aimantation doit pouvoir se retourner facilement, exple, transformateurs.

Pour des ferros durs on voit tout de suite que ça va être la galère, mais on peut proposer une modélisation d'un milieu doux

2.3 Modélisation d'un milieu doux

On néglige l'hystérésis et on ait une modélisation affine par morceaux. On distingue :

- Le régime saturé
- Le régime linéaire

Ordres de grandeur pour μ_r , appli numérique et on revient sur ce qu'il se passe pour la bobine remplie par un matériau mag :

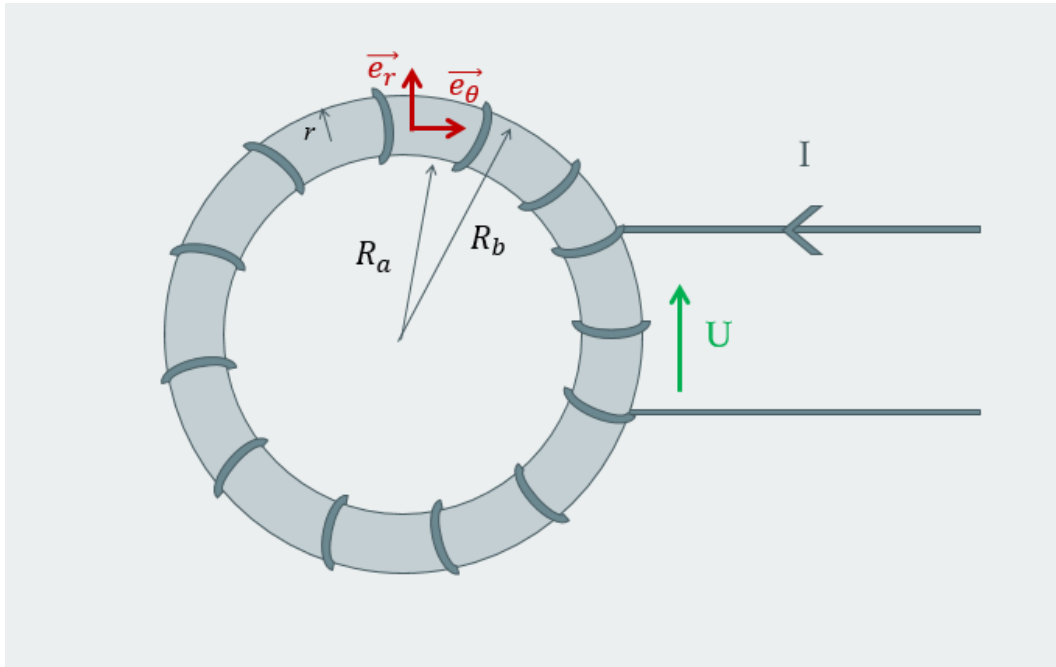
- Champ B dans le vide $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}_0$
- Champ B avec un aimant $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}_0$

Et μ_r peut être de l'ordre de 1000 ! C'est monstrueux en fait ! Effet de levier. On ne pourra jamais faire tourner des moteurs avec du cuivre...

3 Application : bobine torique à noyau de fer doux

3.1 Modèle

Cf slide : on a un enroulement de N spires sur un noyau torique de section S et de longueur moyenne $l \gg \sqrt{S}$



- $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_z)$ plan de sym pour les courants donc d'anti-sym pour tous nos champs donc ils sont tous selon \vec{e}_θ
- On applique le théorème d'ampère à l'intérieur du tore sur un cercle de rayon r on obtient $H = \frac{Ni}{2\pi r}$. Comme $l \gg \sqrt{S}$ on peut considérer que $2\pi r = l = cste$ à l'intérieur du tore, d'où $H = \frac{Ni}{l}$ uniforme sur une section, donc le noyau s'aimante uniformément
- Modèle simple d'un milieu doux linéaire : alors $B = \mu_0 \mu_r H$
- Le flux magnétique propre de la bobine s'écrit alors $\phi_B = NSB = NS\mu_0 \mu_r \frac{Ni}{l} = Li$ où on identifie l'inductance propre. Par rapport au vide, L est multiplié par μ_r qui est de l'ordre de 1000
- La fem induite s'écrit alors $e = -\frac{d\phi_B}{dt}$
- En notant r la résistance du circuit cuivre on peut écrire $U = ri - e = ri + L\frac{di}{dt}$
- On a toujours l'expression de l'énergie mag stockée $E_{mag} = \frac{1}{2}Li^2$: on voit qu'elle est très élevée, multipliée par 1000 !!!

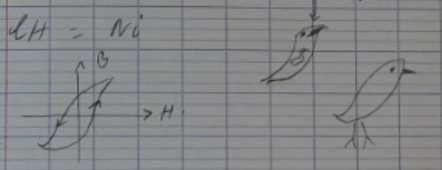
3.2 Etude des pertes

- Cuivre + hystérésis

3. ETUDE DE PERTES POUR UNE BOBINE RÉELLE

ON REVIENT AUX ÉQUATIONS DE DÉPART.

$$u = Ri + N \frac{dB}{dt}$$

$$\frac{dH}{dt} = \frac{N}{l} \frac{dB}{dt}$$


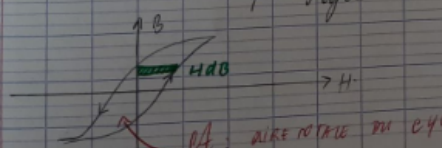
② CUIVRE + HYSTÉRÉSIS

PUISANCE REÇUE PAR LA BOBINE :

$$\langle u \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T i(t) dt$$

$$u i = Ri^2 + N \frac{dB}{dt} i$$

$$\langle u i \rangle = \langle Ri^2 \rangle + \frac{N}{T} \int_0^T \frac{dB}{dt} \times \frac{dH}{N} dt$$

$$= \langle Ri^2 \rangle + \frac{N}{T} \oint_{\text{cycle}} H \cdot dB$$


\oint : AIRE NOTÉE DU CYCLE

Rappel. hystérésis causé par : chemin d'aller \neq retour

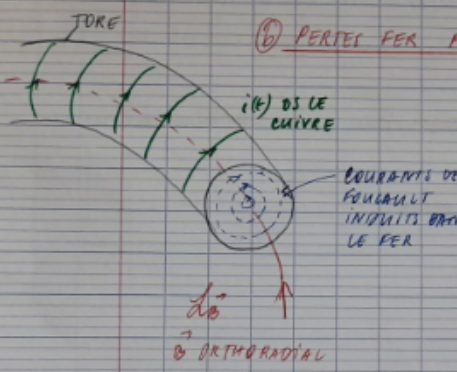
$q_v = \frac{N}{l}$: VOLUME DU MOYEN FERRÉ

$f = \frac{1}{T}$: FRÉQUENCE.

$$\langle u i \rangle = \underbrace{\langle Ri^2 \rangle}_{\text{PERTES CUIVRE (EFFECT JOULE DANS LE FIL DE CU PERMETTANT LE PASSAGE DE I)}} + \underbrace{q_v f \oint}_{\text{PERTES FER PAR HYSTÉRÉSIS}}$$

- Pertes fer par courant de foucault

⑥ PERTES FER PAR COURANTS DE FOUCAULT



DE MANIÈRE GÉOMÉTRIQUE INDEPENDANTE, ON A VU QUE LA PUISSANCE MOYENNE DISSIPÉE PAR LES COURANTS DE FOUCAULT S'ECRIT (GMB) :

$$\langle P_{FOUCAULT} \rangle \propto \gamma_{FER} f^2 B_{MAX}^2$$

IL EST UN TERME DE PERTES SUPPLEMENTAIRE DU LE FER

⑦ BILAN ET LIMITATION DES PERTES

* PERTES CUIVRES : $R I_{eff}^2$; $R = \frac{l}{\gamma_{Cu}} \times \frac{l_{fil Cu}}{S_{fil Cu}}$

ON PEUT $\downarrow R$ EN \uparrow SECTION

* PERTES FER : $\langle P_{mag} \rangle + \langle P_{FOUCAULT} \rangle$

POUR LES FRÉQ. INDUSTRIELLES $\sim 50 \text{ Hz}$ ON PREND UN FER AD. DONT DE TYPE $Fe + Si$ (RACIER) + FEUILLETAGE (POUR \downarrow FOUCAULT)

3.3 Application au transformateur

[HPRÉPA ELECTROMAG]

Si il y a le temps revenir sur la manip de tracé du cycle. Expliquer que c'est exactement comme ça que fonctionne un transfo.

Rq : le transfo marche qd même même si on mets pas de fer. Alors pourquoi on mets du fer ? Energie stockée énorme et énergie perdue toute petite.

4 Conclusion

Appli industrielle de puissance (actionneurs, transducteurs, moteurs). Pour monter plus haut que le Tesla ? Il faut passer aux supras pour s'affranchir des pertes joules.

Parler de géomagnétisme ? Champ magnétique terrestre ?

Rq : être préparé à des questions sur le magnéton de Bohr.