

MP16 – MILIEUX MAGNÉTIQUES

30 avril 2019

Lagoin Marc & Ramborghi Thomas

Commentaires du jury

- Il ne faut pas se limiter aux milieux ferromagnétiques.
- Dans l'expérience de la mesure de la susceptibilité magnétique du chlorure de fer (III), le mécanisme de montée, ainsi que la position du ménisque dans l'entrefer de l'électroaimant doivent pouvoir être justifiés par les candidats.

Bibliographie

- ♣ *dictionnaire de physique expérimentale Tome IV*, **Donnini et Quaranta** Pour l'expérience de la mise en évidence du paramagnétisme de l'oxygène liquide (p406)
- ♣ *Électrotechnique Précis*, **Brenders** Pour l'expérience du cycle d'hystérésis du corps ferro (page 55)
- ♣ *Électromagnétisme 4*, **Bertin, Faroux et Renault** Pour la théorie sur les domaines de Weiss (p176-180)

Expériences

- ♣ Paramagnétisme de l'azote liquide
- ♣ Mesure de la susceptibilité de $FeCl_3$
- ♣ Calcul du champ rémanent B_r et de l'excitation coercitive H_c
- ♣ Évaluation des pertes fer
- ♣ Mis en évidence des domaines de Weiss dans un matériau ferromagnétique

Table des matières

1	Milieux linéaires	2
1.1	Distinction entre milieu para et dia magnétique	2
1.2	Mesure de la susceptibilité magnétique par l'ascension de $FeCl_3$	3
2	Milieux non-linéaire	4
2.1	Cycles d'hystérésis du fer	4
2.2	Pertes fer	6
2.3	Interprétation microscopique (partie facultative suivant le temps)	7

Introduction

Pour la théorie, il faut lire la première partie I de la leçon *LP45 - Paramagnétisme, ferromagnétisme*. Il est possible aussi de reprendre son intro.

Il sera en particulier important de rappeler la relation simple entre l'aimantation et l'excitation extérieure dans le cas d'un milieu linéaire et isotrope.

- Pour les milieux diamagnétiques : $\chi_m \leq 0$ et $|\chi_m| \sim 10^{-5}$
- Pour les milieux paramagnétiques : $\chi_m \geq 0$ et $|\chi_m| \sim 10^{-3}$

Milieux non-linéaire $\chi_m(H)$. Nous étudierons le cas des milieux ferromagnétiques pour lesquels $\chi_m \sim 10^2$ à 10^6 .

1 Milieux linéaires

1.1 Distinction entre milieu para et dia magnétique

Cette expérience permet de comparer le diamagnétisme du diazote N_2 au paramagnétisme du dioxygène O_2 .

Paramagnétisme de l'azote



⊖ 1 min

Il est possible de produire l'oxygène liquide à partir de l'azote liquide. Pour cela, nous plaçons un tube à essai vide dans un réservoir d'azote liquide. Après plusieurs minutes, de l'oxygène liquide se condense dans le tube. En effet, la température de vaporisation du diazote ($T_{v,N_2} = -196^\circ C$) étant inférieure à celle du dioxygène ($T_{v,O_2} = -183^\circ C$), il est possible d'obtenir de l'oxygène liquide par condensation de l'air ambiant.

Nous rapprochons les pièces tronconiques d'un électroaimant pour obtenir un entrefer large de quelques millimètres seulement. Nous pouvons projeter l'image de l'entrefer sur un écran à l'aide d'une lampe et d'une lentille pour mieux le visualiser. Nous alimentons l'électroaimant sous son intensité maximale $I = 6A$ (à vérifier à l'ampèremètre), puis nous versons de l'azote liquide au centre de l'entrefer. L'azote s'écoule à travers l'entrefer.

Nota Bene : l'azote et l'oxygène liquide sont des isolants électriques, il n'y a donc aucun danger d'un point de vue électrique à réaliser ces expériences.

Nous recommençons la même expérience avec l'oxygène liquide contenu dans le tube à essai (refroidir préalablement l'entrefer avec de l'azote liquide pour éviter que l'oxygène ne s'évapore trop rapidement).

Le diazote est diamagnétique (comme le bismuth), il s'exerce alors une force qui tend à l'éloigner du centre de l'entrefer. Le dioxygène est paramagnétique (comme l'aluminium), la force permet de le maintenir sur l'axe de l'entrefer, il lévite alors quelques secondes. Cette force s'écrit :

$$\vec{F} = \iiint_{V_0} (\vec{M} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} d\tau \quad (1)$$

Pour un milieu linéaire :

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} = \frac{\chi_m}{1 + \chi_m} \frac{\vec{B}}{\mu_0} \simeq \chi_m \frac{\vec{B}}{\mu_0} \quad (2)$$

D'où :

$$\vec{F} \simeq \iiint_{V_0} \chi_m \vec{\nabla} \frac{B^2}{2\mu_0} d\tau \quad (3)$$

1.2 Mesure de la susceptibilité magnétique par l'ascension de $FeCl_3$

Nous allons mesurer la susceptibilité d'une solution de chlorure ferrique $FeCl_3$ grâce à son équilibre hydrostatique en présence d'un champ magnétique.

La solution de $FeCl_3$ paramagnétique est placée dans un tube en U, nous notons ρ_{sol} sa masse volumique. L'une des branches est placée dans l'entrefer de l'électroaimant, on note S_1 sa section et z_1 la position de son ménisque (ascendant), comme indiqué sur la figure 1. L'autre branche est située en dehors de l'électroaimant, on note S_2 sa section et z_2 la position de son ménisque (descendant).

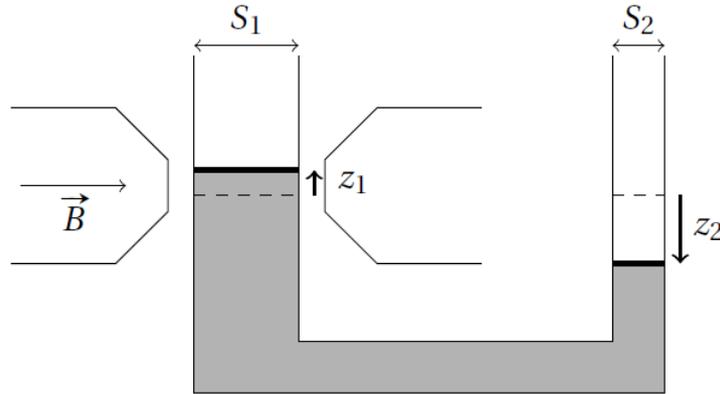


FIGURE 1 – Schéma de l'expérience de l'ascension du $FeCl_3$ dans un tube en U sous l'action d'un champ extérieur. Cette figure du poly de Jérémy Ferrand.

En l'absence de champ, le liquide est au même niveau dans les deux branches ($z_1 = z_2 = 0$). En présence d'un champ, la force magnétique fait monter le ménisque z_1 . L'équilibre hydrostatique s'écrit :

$$\rho_{sol} \vec{g} - \vec{\nabla} P + \frac{\chi_{sol}}{2\mu_0} \vec{\nabla} B^2 = \vec{0} \quad (4)$$

Que nous pouvons réécrire sous forme d'un gradient :

$$\vec{\nabla} \left(-\rho_{sol} g z - P + \frac{\chi_{sol}}{2\mu_0} B^2 \right) = \vec{0} \quad (5)$$

En intégrant l'équation entre les 2 surfaces libres à la pression atmosphérique, nous obtenons :

$$-\rho_{sol} g z - P + \frac{\chi_{sol}}{2\mu_0} B^2 - P \quad (6)$$

La conservation du volume impose : $z_1 S_1 = z_2 S_2$. Nous obtenons finalement :

$$z_2 = \frac{\chi_{sol}}{2\mu_0 \rho_{sol} g \left(1 + \frac{S_1}{S_2}\right)} B^2 \quad (7)$$

Mesure de la susceptibilité de $FeCl_3$



⊖ 2 min

Nous utilisons un dispositif en U constitué de deux pipettes graduées reliées entre elles par un tuyau flexible. Nous commençons par le rincer à l'eau pour réduire les problèmes dus à l'hystérésis de mouillage. Remplir environ au tiers le tube de la solution de $FeCl_3$ à 41% en masse ($\rho_{sol} = 1,41.10^3 \text{kg.m}^{-3}$). Nous plaçons ensuite la grosse branche dans l'électroaimant (alimenté par une alimentation continue), de manière à avoir le ménisque z_1 au centre de l'entrefer.

Nous projetons l'image du ménisque z_2 sur un écran, en utilisant une lampe et une lentille, afin de faciliter la lecture de son niveau.

Nous devons régler le zéro du teslamètre que nous allons utiliser. Pour cela, nous le plaçons loin de l'électroaimant (appuyer sur MENU, sélectionner Utilities avec le bouton NEXT, puis Null, et appuyer sur RESET), puis plaçons

son extrémité au centre de l'entrefer perpendiculairement au champ pour effectuer une mesure.

Pour différentes intensités I croissantes allant de 0 à 6 A, nous repérons la position z_2' du ménisque sur l'écran (avec du papier millimétré par exemple) ainsi que le champ \vec{B} à l'aide d'un teslamètre.

Nous calculons le grandissement du dispositif de projection $\gamma = \frac{z_2'}{z_2}$ par exemple en mesurant le rapport de l'image de la section du tube sur sa section réelle. Il nous permet de remonter à la position réelle z_2 du liquide.

Finalement, nous la traçons z_2 en fonction de B^2 et nous remontons à la susceptibilité de la solution par régression linéaire. Les surfaces peuvent être mesurées au pied à coulisse et la masse volumique de la solution est obtenue grâce à la densité donnée sur la solution.

Si nous notons a le coefficient directeur de la régression linéaire réalisée, nous avons :

$$\chi_{sol} = 2a\mu_0\rho_{sol}g\left(1 + \frac{S_1}{S_2}\right) \quad (8)$$

L'incertitude relative est donnée par :

$$\frac{\delta\chi_m}{\chi_m} = \sqrt{\left(\frac{\delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\delta S_1}{S_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta S_2}{S_2}\right)^2} \quad (9)$$

Nous pouvons remonter à la susceptibilité de la solution grâce à la loi d'additivité des moments magnétiques :

$$\begin{aligned} \vec{m}_{sol} &= \vec{m}_{FeCl_3} + \vec{m}_{eau} \\ V_{sol} \vec{M}_{sol} &= V_{FeCl_3} \vec{M}_{FeCl_3} + V_{eau} \vec{M}_{eau} \\ V_{sol} \chi_{sol} \vec{H} &= V_{FeCl_3} \chi_{FeCl_3} \vec{H} + V_{eau} \chi_{eau} \vec{H} \\ \frac{m_{sol}}{\rho_{sol}} \chi_{sol} &= \frac{m_{FeCl_3}}{\rho_{FeCl_3}} \chi_{FeCl_3} + \frac{m_{eau}}{\rho_{eau}} \chi_{eau} \end{aligned}$$

Nous avons vu que le diamagnétisme était négligeable devant le paramagnétisme $\chi_{eau} \ll \chi_{FeCl_3}$. Nous obtenons ainsi :

$$\chi_{FeCl_3} \approx \frac{m_{sol}\rho_{FeCl_3}}{\rho_{sol}m_{FeCl_3}} = \frac{\rho_{FeCl_3}}{t_m m_{FeCl_3}} \quad (10)$$

où $t_m = 0,41$ est le titre massique de la solution de $FeCl_3$ et $\rho_{FeCl_3} \approx 2,8 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. La valeur tabulée de χ_{FeCl_3} est $\approx 3,3 \cdot 10^{-3}$.

Plusieurs explications pour expliquer l'écart à la valeur tabulée :

- champ magnétique pas forcément uniforme
- effets capillaires dans le tube négligés
- hystérésis du mouillage lors de la montée du ménisque

2 Milieux non-linéaire

2.1 Cycles d'hystérésis du fer

Un matériau ferromagnétique est caractérisé par sa perméabilité magnétique μ , et donc par sa courbe $B(H)$. Nous allons la tracer pour un tore en fer doux à base carré de côté $a = 12\text{mm}$ et de diamètre $d = 52\text{mm}$, à partir du montage présenté en figure 2.

Le matériau que nous allons utiliser joue ici le rôle d'un transformateur. Le primaire est alimenté par un GBF, suivi d'un amplificateur de puissance nécessaire pour atteindre des intensités suffisantes permettant d'observer le cycle d'hystérésis du matériau. Il comporte également un rhéostat de résistance $r = 33\Omega$. Le secondaire est constitué d'un intégrateur RC (nous utiliserons en pratique un boîtier tout fait).

Le choix d'utilisation d'un tore permet de ne pas avoir d'effet de bord et de considérer le champ \vec{B} , l'excitation \vec{H} et l'aimantation \vec{M} uniformes dans le tore et nuls à l'extérieur. La géométrie nous indique que ces trois vecteurs sont orthoradials.

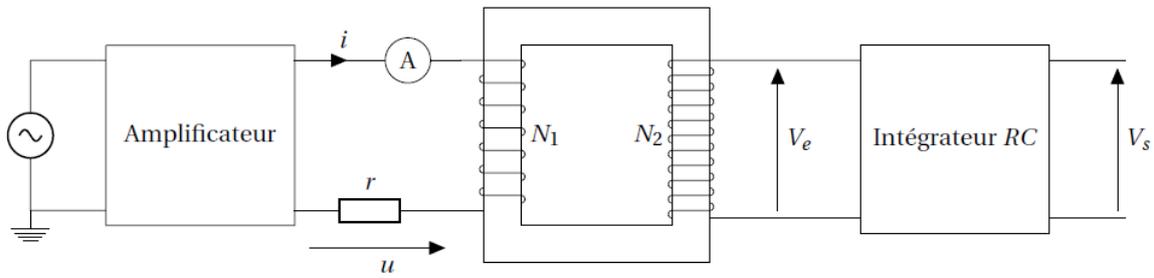


FIGURE 2 – Schéma permettant la caractéristique d’un tore de fer doux. Cette figure du poly de Jérémy Ferrand.

- Pour obtenir l’excitation magnétique créée par le bobinage de $N_1 = 100$ spires, nous appliquons le théorème d’ampère sur un contour situé dans le tore. Nous obtenons :

$$2\pi lH(t) = N_1 i_1(t) = N_1 \frac{u}{r} \tag{11}$$

avec l le périmètre moyen du tore, u la tension aux bornes du rhéostat et i_1 l’intensité le traversant.

Notons, qu’ici, nous avons considéré $N_2 i_2 \ll N_1 i_1$. Ceci est justifier car $\frac{N_2}{N_1} = 5$ et $i_2 \ll i_1$. Pour voir cela nous devons regarder un schéma de l’intégrateur donné en figure 3. Si nous considérons l’AO parfait alors $V_+ = V_-$; ce qui impose que le potentiel en A soit nulle. Le courant est donc égale à la tension V_e divisé par la résistance en entrée. Cette dernière est très grande donc le courant est très faible.

- Pour obtenir le champs \vec{B} à chaque instant, nous utilisons un autre enroulement contenant $N_2 = 500$ spires au secondaire. Le flux du champs ϕ est ainsi obtenu par mesure de la tension au secondaire V_e . En effet la loi de Faraday nous donne :

$$V_e = - \frac{d\phi}{dt} = N_2 S \frac{dB}{dt} \tag{12}$$

avec S la section du tore.

Nous plaçons ensuite un intégrateur de manière à avoir une tension de sortie V_s proportionnel au champs B :

$$V_s = - \frac{1}{RC} \int_0^t V_e dt = \frac{N_2 S}{RC} B + cste \tag{13}$$

Pour remonter à B , il est nécessaire d’annuler cette constante qui provient de la dérive de l’intégrateur. L’imperfection de l’AO conduit en réalité à une charge progressive du condensateur. La mise à zéro est effectuée en déchargeant le condensateur, grâce à une résistance placée en parallèle. En pratique, il suffit d’appuyer brièvement sur le bouton RAZ du boîtier pour le décharger avant chaque expérience.

Finalement nous obtenons les valeurs de $H(t)$ et $B(t)$ grâce à la mesure de V_s et de u :

$$H(t) = u(t) \frac{N_1}{2\pi lr} \quad \text{et :} \quad B(t) = V_s(t) \frac{RC}{N_2 S} \tag{14}$$

Calcul du champ rémanent B_r et de l’excitation coercitive H_c



⊖ 3 min

Nous réglons la résistance interne de l’intégrateur sur $R = 100\text{k}\Omega$ pour éviter la saturation de sa sortie (qui apparaît vers 6V). Nous utilisons son entrée DC (car la fréquence du signal sera faible). Nous réglons également l’amplificateur à un gain de 10, avec une impédance d’entrée de 600Ω , et le rhéostat sur $r \approx 33\Omega$. Nous alimentons le circuit avec une tension sinusoïdale à 100mHz et d’amplitude de l’ordre de 4V de manière à observer le début de la saturation du matériau tout en veillant à l’intensité max toléré par le rhéostat et à ne pas saturé l’intégrateur.

Nous acquérons les tensions u et V_s à l’aide de Latis-Pro. Il faut penser à la décharge avant de la réaliser ! Nous convertissons ensuite ces valeurs pour obtenir B et H .

Nous pouvons alors déterminer la valeur du champ rémanent B_r défini comme le champ à excitation nulle (point où le cycle coupe l'axe des ordonnées) ainsi que l'excitation coercitive H_c défini comme la valeur pour laquelle le champ s'annule (point où le cycle coupe l'axe des abscisses).

Nous pouvons comparer ses valeurs obtenues à celle tabulées pour un fer doux $B_r \approx 1\text{T}$ et $H_c \approx 200\text{A.m}^{-1}$.

Pour nos mesures nous avons choisis une faible valeur pour la fréquence du signal en entrée. Le fer étant un matériau conducteur, il est traversé par les courants de Foucault qui empêche le champ exciteur de pénétrer dans le matériau. Cette effet est proportionnel au carré de la fréquence comme nous le verrons.

Il peut être intéressant en préparation de tracer le cycle d'hystérésis pour différentes fréquences (100mHz, 1Hz et 10Hz par exemple) et constater que le cycle se réduit lorsque la fréquence augmente.

Passons maintenant aux remarques sur les résultats obtenus :

- L'induction H varie entre 2 valeurs extrémales qui dépendent de l'amplitude du courant d'entrée et donc de la tension d'entrée.
- Nous remarquons que la courbe $B(H)$ suivie par le système à l'aller diffère de la courbe $B(H)$ suivie au retour. Nous en concluons que l'aimantation est un processus irréversible.
- Pour une valeur de H correspond à 2 valeurs du champ magnétique total dans le matériau B . cette grandeur dépend de l'histoire magnétique du matériau.
- Nous observons qu'il y a saturation du noyau magnétique. À partir d'une valeur de H , B ne varie plus. L'intersection de cette droite de très faible pente avec l'axe des ordonnées nous donne le champ de saturation $\mu_0 M_s$. Il s'agit de la limite évoqué dans le modèle du ferromagnétique (tous les spin alignés).
- Un champ magnétique demeure présent dans le matériau même lorsque nous supprimons l'excitation. Il s'agit donc bien d'une aimantation permanente, caractéristique des matériaux ferromagnétiques.

2.2 Pertes fer

Nous avons vu que le cycle d'hystérésis s'élargit si la fréquence augmente. Nous nommons pertes fer les pertes d'énergie sous forme de chaleur dans le matériau ferromagnétique à cause des phénomènes d'hystérésis et des courants de Foucault. Ces pertes ne sont pas négligeables. Le travail W à fournir lors d'un cycle est donné par l'aire du cycle d'hystérésis. Il est donné par la relation :

$$W = V_{\text{volume tore}} \frac{1}{T} \int_0^T H(t) dB(t) \quad (15)$$

Évaluation des pertes fer



⊖ 1 min

Nous pouvons exporter les valeurs de B et de H obtenues avec Latis-Pro au format txt (Menu Fichier/ Exportation), puis ouvrir le fichier sous Regressi. Dans l'onglet Expression, nous calculons les pertes avec la formule : $P_f = \text{aire}(B, H)$.

L'incertitude est donnée par :

$$\delta P_F = \frac{\sigma_{P_f}}{\sqrt{N}} \quad (16)$$

Les pertes fers ne sont pas seules limites du modèle parfait. Nous pouvons citer :

- la reluctance \mathcal{R} du circuit magnétique : pour un milieu magnétique de perméabilité μ_r , le théorème d'Ampère s'écrit :

$$N_1 i_1 - N_2 i_2 = \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = l \frac{\phi}{\mu_0 \mu_r S} \equiv \mathcal{R} \phi \quad (17)$$

Nous avons noté l la longueur du circuit magnétique, S sa section et ϕ le flux au sein du circuit magnétique. Cette relation définit la réluctance \mathcal{R} du circuit magnétique, c'est-à-dire sa capacité à s'opposer à sa pénétration par un champ magnétique.

- les pertes flux : le couplage entre le primaire et le secondaire n'est pas parfait. Par conséquent une partie du flux qui traverse le primaire ne traverse pas le secondaire et inversement.
- les pertes cuivres : les résistances des enroulements ne sont pas négligeables : nous prenons en compte les résistances des enroulements primaire. Ces résistances peuvent être mesurées à l'ohmmètre.

2.3 Interprétation microscopique (partie facultative suivant le temps)

En 1907, le physicien français Pierre Weiss propose un modèle permettant d'expliquer qu'un matériau ferromagnétique peut avoir une aimantation nulle à l'échelle macroscopique. Le matériau est séparé en domaines dit de Weiss au sein desquels les dipôles magnétiques possèdent tous la même orientation mais qui est à priori différente de celle du domaine voisin.

Les directions d'aimantation spontanée correspondent à des orientations d'aimantation préférentielles qui dépendent de la structure du cristal. Les différents domaines sont séparés de paroi dans lesquels l'orientation des moments dipolaires tourne progressivement de l'orientation d'un domaine à un autre. Leur taille typique est de $0,1\mu\text{m}$. Nous parlons de paroi de Bloch pour un retournement de 180° .

La taille typique d'un domaine résulte de la compétition entre 2 contributions de l'énergie qui tend à être minimal. D'une part la séparation d'un domaine en 2 réduit le champ magnétique induit par l'aimantation donc l'énergie magnétostatique. D'autre part, nous créons une interface dans laquelle l'aimantation est contrainte à tourner. Il y a donc un cout énergétique à créer une surface. Nous avons donc un compromis à faire entre une énergie volumique et une énergie surfacique comme c'est le cas dans le phénomène de murissement d'Ostwald.

Que ce passe-t-il lorsque nous soumettons notre matériau à un champ magnétique externe ?

Les domaines possédant un moment magnétique orienté suivant le champ extérieur sont favorisés ; ce qui se traduit par un déplacement des parois. Pour un champ faible appliqué, le phénomène est réversible et les domaines reprennent leur forme initiale lorsque nous coupons le champ. Pour un champ élevé, les parois rencontrent des impuretés dans le cristal ou des défauts de structure cristalline sur lesquels elles se bloquent. Il s'agit ici d'un accroissement par sauts discontinus et irréversible. Si nous augmentons encore la valeur du champ appliqué les parois finissent par disparaître et l'aimantation sature. Les moments magnétiques sont alors tous alignés dans la direction du champ.

Il est possible d'observer les domaines de Weiss d'un matériau ferromagnétique grâce à un microscope polarisant. Si nous éclairons une lame mince avec une lumière blanche polarisée, l'interaction entre le champ magnétique rémanent et la lumière produit une rotation de la polarisation par effet Faraday. En plaçant un analyseur croisé derrière l'échantillon, on voit alors apparaître un contraste entre les domaines dont l'aimantation est de sens opposé.



Domaines de Weiss



⊖ 1 min

Nous allons utiliser le microscope polarisant, qui est constitué de 3 polariseurs : le premier se trouve au-dessus du miroir sous la platine, le second s'actionne en translatant la lame en métal au-dessus de l'objectif (nous ne l'utiliserons pas), et le troisième est intégré dans l'oculaire.

- Observation des des domaines : Nous fixons l'oculaire $\times 6$ sur le microscope polarisant. Retirer le second polariseur (il faut tirer la lame en métal du côté où est inscrit LYON de l'étiquette jaune). Éclairer le miroir avec une source lumineuse (lampe quartz-iode et filtre anticalorique par exemple). Croiser le premier polariseur (au-dessus du miroir) pour atteindre l'extinction. Nous plaçons une lame de grenat ferrimagnétique sur la platine (de préférence l'échantillon n°1 derrière lequel est dessiné un sourire). Réaliser la mise au point en déplaçant l'objectif pour observer les domaines de Weiss.

L'image obtenue ressemble à un enchevêtrement de serpentins clairs et sombres. Les zones claires correspondent à des domaines de Weiss avec un moment magnétique dans un sens, et les zones sombres à des domaines avec un moment de sens opposé. Si le matériau est désaimanté, il y a autant de moments dans un sens que dans l'autre (donc autant de zones claires que de zones sombres). Pour rendre le résultat visible par le jury, il serait bien de mettre une caméra à la place de l'oculaire.

- Modification des domaines et déplacement des parois : Nous rapprochons progressivement un aimant permanent en fer ou en néodyme de la lame de grenat, et nous observons le déplacement des parois. Nous éloignons l'aimant pour voir la réversibilité.

Lorsque nous approchons l'aimant très près, le matériau atteint sa saturation qui correspond à la disparition de l'une des teintes. Le phénomène devient irréversible : les parois de Bloch ne se reforment pas aux mêmes endroits si on éloigne à nouveau l'aimant.

Conclusion

Annexe

Intégrateur

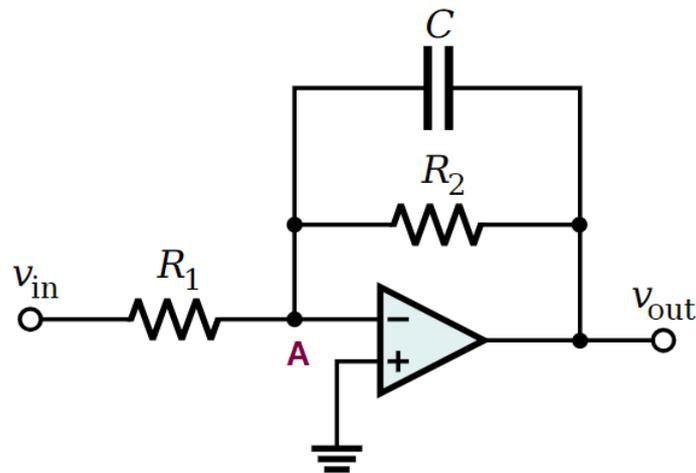


FIGURE 3 – Schéma d'un intégrateur. Cette figure a été prise sur wikipédia.

Questions posées à Victor lors de son oral blanc sur ce montage

- Explication du para ou du dia magnétique pour N_2 et O_2 ? faire les diagrammes d'orbitales moléculaires.
- Pourquoi utilisez-vous des pièces tronc conique ? fort $\vec{\nabla} B^2$.
- Dans la première expérience, y a-t-il autre chose que le dioxygène dans l'air qui se condense ? CO_2 et H_2O .
- Que doit-on vérifier pour l'expérience de $FeCl_3$? la tension superficielle doit être faible.
- Qu'est qu'une sonde à effet Hall ? semi-conducteur, tension de Hall $\propto B$.
- Pouvons-nous considérer que le champ B est uniforme sur 1cm ? Oui, un peu près pour les pièces plates.
- Pourquoi faut-il retourner la sonde Hall ? À cause du potentiel de soudure.
- Dans quel sens parcourt-on le cycle d'hystérésis ? De telle sorte que l'aire balayée soit négative (il faut fournir un travail).

- Pertes? Foucault $\propto f^2$ et hystérésis $\propto f$.
- Pourquoi voyons-nous des domaines sombres et clairs chez Weiss? effet Faraday.
- Différence para-ferro? compétition thermique et alignement, un ordre apparait à bas T.