

# MAGNETISME

## I PRESENTATION DES APPAREILS DE MESURE

Le champ magnétique étant une grandeur vectorielle, il est caractérisé par une direction, un sens et une intensité. Les deux premières propriétés peuvent être déterminées à l'aide d'une boussole. La mesure de l'intensité peut se faire de différentes façons suivant le champ étudié. Si  $\vec{B}$  est uniforme, étendu et de faible intensité, on utilise une technique basée sur le couple  $\vec{\tau} = \vec{M} \wedge \vec{B}$  (boussole  $\rightarrow$  cf. § II.1). Si le champ est localisé et d'intensité plus forte, on peut mettre à profit la force de Laplace  $d\vec{F} = I d\vec{l} \wedge \vec{B}$  (balance de Cotton, capteur à Effet Hall) ou la loi de l'induction  $e = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \iint \vec{B} \cdot d\vec{S}$  (fluxmètre). La balance de Cotton permet une mesure absolue du champ magnétique mais elle n'est plus utilisée en pratique car peu précise donc on ne la présente pas ici.

### I.1 Sonde à effet Hall

C'est l'instrument de choix pour mesurer un champ magnétique. Tous les teslamètre d'enseignement utilisent ce genre de capteur (les appareils les moins onéreux étant souvent limités à des champs ne dépassant pas la centaine de milli Tesla). Ils permettent une mesure locale mais nécessitent un étalonnage préalable (fait par le constructeur) et un réglage préalable du zéro (fait par l'opérateur) pour compenser l'offset du capteur et les dérives de la chaîne de mesure. L'effet Hall est expliqué brièvement en annexe (ou en [4], p. 96). On peut montrer le principe d'un tel capteur à l'aide d'un échantillon de semi-conducteur (cf. montage « Semi-conducteur »).

### I.2 Fluxmètre

Le capteur est tout simplement une bobine et on se sert de la loi de l'induction pour obtenir  $B$  à partir de la f.é.m. induite. Si le champ magnétique est variable dans le temps, la f.é.m. apparaît naturellement. S'il est continu, il faut plonger ou retirer la bobine de la zone où se trouve le champ à mesurer pour engendrer une variation de flux. Cette technique de mesure peut être intéressante pour accéder au champ magnétique au sein d'un matériau. Par contre, elle n'est pas ponctuelle puisque liée à la surface de l'enroulement. L'accès à  $B$  par intégration de la f.é.m. peut se faire de deux manières (on considère la mesure d'un champ statique dans ce qui suit).

#### I.2.1 Fluxmètre à intégration numérique

On enregistre l'évolution de la tension  $V$  aux bornes de la bobine à l'aide d'un système d'acquisition. On a, avec  $N$  le nombre de spires de la bobine et  $S$  sa section ou celle dans laquelle on a le champ  $B$  :

$$V = e = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{NSdB}{dt}$$

$V$  étant proportionnelle à la dérivée du champ magnétique, on obtient  $B$  en intégrant  $V$ . Cette opération peut s'effectuer numériquement avec les fonctions de calcul d'un logiciel comme Latis Pro. On a alors :

$$\text{Intégrale}(V) = -NS \int_0^t \frac{dB}{dt} dt = -NS \int_0^t dB = -NS[B(t) - B(0)]$$

Si le champ magnétique est nul au début ou à la fin de l'intégration (bobine dans une zone où on le champ est négligeable), on a alors en valeur absolue :

$$B = \frac{\text{Intégrale}(V)}{NS}$$

Cette méthode simple nécessite un enregistrement de  $V$  avec une bonne sensibilité (le signal peut être amplifié au besoin avec un montage à AO) et une fréquence d'échantillonnage suffisamment élevée pour décrire au mieux la f.é.m. induite puisque l'acquisition est discrète et non pas continue.

Remarque :

On intègre à la base une variation de flux, d'où la dénomination de fluxmètre

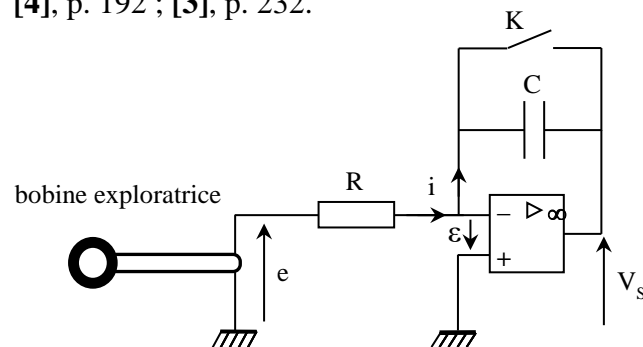
$$\text{Intégrale}(V) = - \int_0^t \frac{d\phi}{dt} dt = - \int_0^t d\phi = -[\Phi(t) - \Phi(0)]$$

### I.2.2 Fluxmètre électronique

L'intégration peut aussi s'effectuer de manière analogique.

Principe du montage :

[4], p. 192 ; [3], p. 232.



L'amplificateur opérationnel fonctionne en régime linéaire ( $\varepsilon = 0$ ) tant que la sortie du montage ne sature pas. On a alors  $V_- = 0$ , d'où :

$$V_s = -V_c = -\frac{1}{C} \int i \cdot dt$$

On commence avec l'interrupteur fermé  $\rightarrow V_c = 0 \rightarrow V_s = 0$  V. On place la bobine dans le champ à mesurer. Dès qu'on ouvre l'interrupteur, on sort la bobine de la zone de champ magnétique pour faire apparaître une f.é.m. d'auto induction. Comme  $V_- = 0$ , on a  $i = e/R$ , d'où :

$$V_s = -\frac{1}{RC} \int_0^t e \cdot dt = \frac{1}{RC} \int_0^t d\Phi \quad \text{d'où} \quad V_s = \frac{1}{RC} [\Phi(t) - \Phi(0)]$$

$$\left. \begin{array}{l} t = 0 : \text{la bobine est dans le champ } B \rightarrow \Phi(0) = NSB \\ t : \text{la bobine est dans un champ nul} \rightarrow \Phi(t) = 0 \end{array} \right\} \rightarrow \boxed{V_s = -\frac{NSB}{RC}}$$

Ce montage permet la mesure d'un champ  $B$  mais il présente une dérive dans le temps due aux imperfections des amplificateurs.

Dérive due au courant de polarisation :

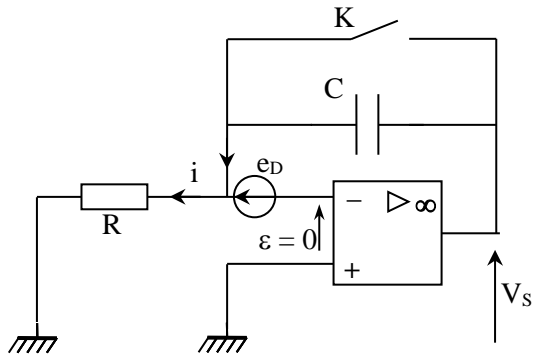
Un des écarts de l'AO réel au modèle idéal est la présence de courants aux entrées + et - du composant. Si la tension aux bornes de  $R$  est nulle,  $i_-$  circule uniquement dans le condensateur, d'où :

$$V_S = -\frac{1}{C} \int_0^t i_- dt = -\frac{i_-}{C} \int_0^t dt \quad \rightarrow \quad \boxed{V_S = -\frac{i_-}{C} t}$$

La dérive étant proportionnelle à  $i_-$ , on a intérêt à prendre un AO avec des courants de polarisation les plus faibles possibles. Un AO 071 ou 081 est donc préférable car il a des courants de polarisation de l'ordre de 100 pA (transistors JFET en entrée) contre 100 nA pour un 741 (transistors bipolaires en entrée).

Dérive due à l'offset :

Un autre écart au modèle idéal est la présence d'une petite différence de potentiel (tension d'offset) entre les deux entrées de l'AO. Cette tension de décalage, positive ou négative, provient essentiellement d'une légère dissymétrie des transistors d'entrée. Elle dépend des tensions d'alimentation et de la température, donc elle fluctue légèrement au cours du temps. Si on ne tient compte que de cette tension, le montage se modélise de la façon suivante :



$$i = \frac{e_D}{R} \quad \rightarrow \quad V_S = -\frac{1}{RC} \int_0^t e_D \cdot dt = -\frac{e_D}{RC} \int_0^t dt$$

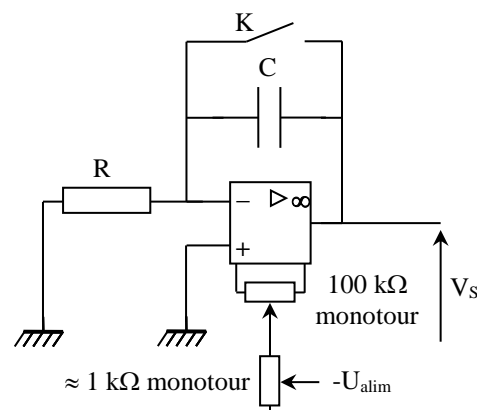
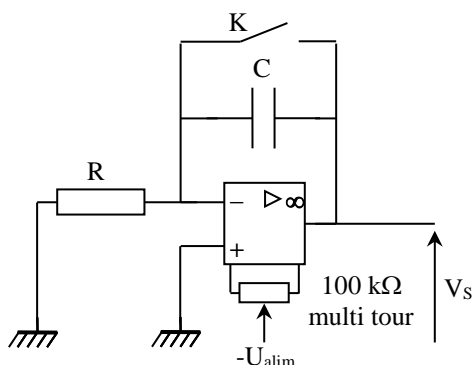
$$\rightarrow \quad \boxed{V_S = -\frac{e_D}{RC} t}$$

La tension d'offset fait aussi dériver le montage.

On peut exprimer le rapport de la tension due à la mesure de  $B$  sur celles liées aux dérives :

$$\frac{V_{SB}}{V_{S\text{OFF}} + V_{SI\text{pola}}} = \frac{NSB}{(e_D + Ri_-)t}$$

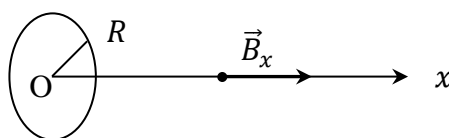
On s'aperçoit que les dérives sont d'autant moins gênantes que  $NSB$  est grand. Ce système est donc mieux adapté à la mesure de champs forts et, pour un champ  $B$  donné, on a intérêt à prendre une bobine avec la valeur  $NS$  la plus importante possible (inconvenient : la mesure est d'autant moins locale). On peut limiter la dérive due au courant de polarisation en prenant une valeur de  $R$  relativement faible et atténuer la dérive globale en rajoutant un circuit de compensation de l'offset :



Pour un AO 071 ou 081, le constructeur préconise l'emploi d'un potentiomètre de 100 k $\Omega$  relié sur les deux entrées OFF du composant. On peut utiliser un potentiomètre multi tour (montage de gauche) pour une compensation fine de la dérive, ou réaliser sinon le montage de droite (réglage grossier avec le potentiomètre de 100 k $\Omega$ , puis fin avec le 1 k $\Omega$ ). On observe  $V_S$  avec un oscilloscope en mode ROLL pour visualiser sans temps de latence l'évolution de la dérive du montage. On remet l'intégrateur à zéro en shuntant temporairement le condensateur  $C$  avec l'interrupteur  $K$  puis on joue sur le potentiomètre pour limiter la dérive du montage.

## II CHAMP MAGNETIQUE CREE PAR DES BOBINES

Plusieurs études sont possibles suivant le matériel disponible : champ créé par un solénoïde long, champ créé par des bobines plates, .... On considère ici une bobine plate, circulaire de rayon  $R$  et possédant  $N$  spires. Le champ  $B$  créé suivant l'axe perpendiculaire à sa surface a pour expression :



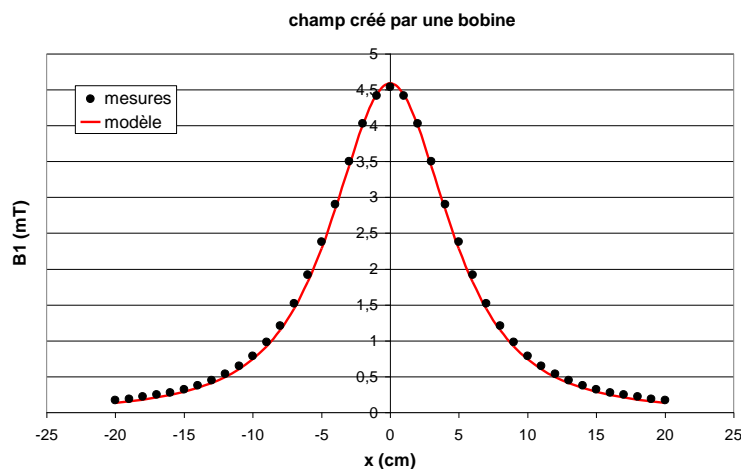
$$B(x) = \frac{\mu_0 N I}{2R} \left[ 1 + \left( \frac{x}{R} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}$$

### II.1 Manipulation

L'étude suivante est faite avec le dispositif Jeulin (réf. 292 014) et le teslamètre du même constructeur. Ce matériel est simple à mettre en œuvre : le teslamètre se fixe directement sur un support prévu à cet effet et la sonde est directement centrée sur l'axe  $Ox$  de la bobine  $\rightarrow$  on est limité à une étude suivant cet axe et l'analyse du champ dans un plan normal à  $Ox$  lors de l'étude des bobines de Helmholtz (cf. § II.3) n'est pas possible.

#### Montage :

Les bobines ont un rayon moyen de 6,5 cm et comportent 95 spires chacune. On en alimente une seule via une source pouvant fonctionner en générateur de courant (réglage tension à fond, contrôle sur le bouton intensité). Il faut éloigner toute source magnétique et tout élément ferromagnétique. On commence par ajuster le 0 du teslamètre sur le calibre approprié en éloignant la sonde de tout champ magnétique. On centre ensuite avec soin la sonde sur l'axe de la bobine et on mesure le champ  $B$  pour différentes valeurs de  $x$ . Voici à titre indicatif une série de mesures pour  $I = 5$  A (la partie de la courbe pour  $x < 0$  a été obtenue par symétrie) :



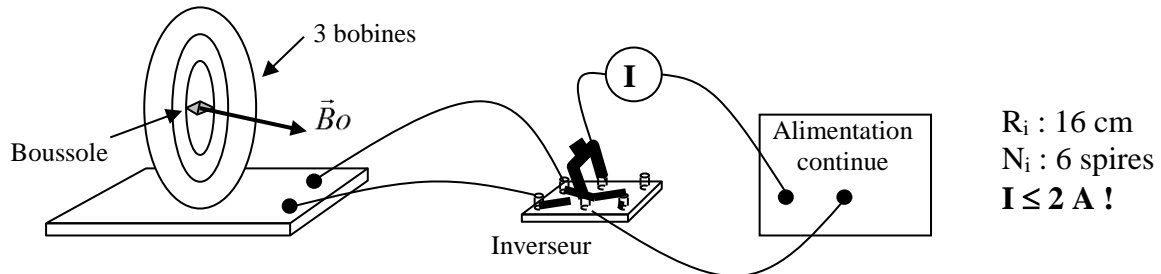
L'accord entre les mesures et la courbe théorique est correct  $\rightarrow$  l'étude du champ créé par une bobine, si elle est rigoureusement menée, constitue un bon moyen pour vérifier l'étalonnage d'une sonde à effet Hall (l'étalonnage est par contre limité ici aux champs faibles).

## II.2 Mesure de la composante horizontale du champ terrestre

On se sert des résultats vérifiés précédemment. On peut noter que cette partie illustre la mesure d'un champ très faible ( $B_{HT} = 2.10^{-5} T$ ) en produisant un champ magnétique du même ordre de grandeur.

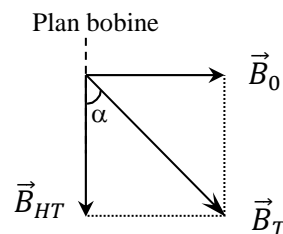
Manipulation :

[4], p. 68-266 ; [1], p. 263.



On éloigne toute source magnétique et élément ferromagnétique. En l'absence de courant, on oriente le plan de la bobine dans la direction Nord-Sud (plan du méridien local du champ magnétique terrestre). L'axe de la boussole est alors parallèle au plan de la bobine. Le bouton de réglage de la tension de l'alimentation étant tourné à fond, on ajuste le réglage de l'intensité  $I$  pour avoir une déviation notable de l'aiguille de la boussole. On mesure l'angle  $\alpha$  de déviation de la boussole par rapport au plan de la bobine. On ramène  $V$  à zéro **sans toucher à  $I$**  (pour pouvoir retrouver exactement la même valeur de courant), on permute le sens de branchement des fils avec l'interrupteur pour inverser le courant, puis on remet  $V$  à fond. On mesure de nouveau  $\alpha$ . On obtient ainsi  $2\alpha$  pour plus de précision.

Analyse :



On a  $B_0 = \mu_0 NI/2R$  au centre de la bobine (cf. § précédent).  $\vec{B}_0$  est perpendiculaire au plan de la bobine. Ce champ s'ajoute à  $\vec{B}_{HT}$  qui est dans le plan de la bobine. Le champ total est  $\vec{B}_T = \vec{B}_0 + \vec{B}_{HT}$ . L'aiguille aimantée subit un couple de torsion  $\vec{\tau} = \vec{M} \wedge \vec{B}_T$  qui tend à l'orienter dans le sens de  $\vec{B}_T$ . On a, à l'équilibre :

$$tg\alpha = \frac{B_0}{B_{HT}} \quad \rightarrow \quad \boxed{B_{HT} = \frac{B_0}{tg\alpha}}$$

On peut donc mesurer  $2\alpha$  pour un courant donné et calculer  $B_0$  pour en déduire  $B_{HT}$

Calcul d'incertitude :

Si on suppose les incertitudes indépendantes et aléatoires, on a (cf. [9], chapitre 3) :

$$\boxed{\frac{\Delta B_{HT}}{B_{HT}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta B_0}{B_0}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta\alpha}{\sin 2\alpha}\right)^2}} \quad \text{avec :} \quad \boxed{\frac{\Delta B_0}{B_0} = \sqrt{\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2}}$$

Pour l'incertitude sur la mesure du courant, on se reporte à la documentation du multimètre utilisé. L'incertitude sur le rayon des bobines est à évaluer. Signalons aussi qu'on commet une erreur systématique puisque toutes les bobines n'ont pas le même rayon et ne sont pas au même endroit (consulter la notice des bobines Jeulin à ce propos). Voici à titre indicatif une série de mesures pour  $R = 16 \text{ cm}$ ,  $N = 6$  et  $I = 1 \text{ A}$  :

$$2\alpha = 47^\circ + 45^\circ \quad \rightarrow \quad \alpha = 46^\circ \quad \rightarrow \quad B_{HT} = \frac{B_0}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{\mu_0 NI}{2R \operatorname{tg} \alpha} = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \times 6 \times 1}{2 \times 0,16 \times \operatorname{tg} 46}$$

$$B_{HT} = 2,28 \cdot 10^{-5} \text{ T}$$

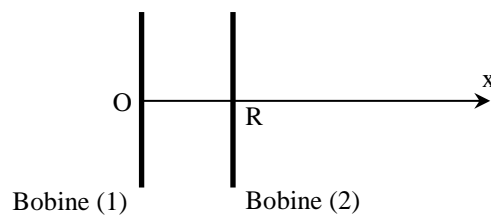
On trouve dans la littérature la valeur suivante :  $B_{HT} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ T}$  (on peut aussi trouver des valeurs à l'adresse internet suivante : <http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/igrf/point/index.html>).

Application :

Magnétomètres à aimant mobile : ces instruments permettent la mesure de champs faibles comme les anomalies du champ magnétique terrestre (cf. [4], p. 72).

### II.3 Etude des bobines de Helmholtz

[4], p. 268-269 et 273-275 ; [1], p. 227 à 235.



Les deux bobines doivent être parallèles entre elles et séparées d'une distance correspondant à leur rayon  $R$  pour être en configuration de Helmholtz. Si elles sont parcourues par un même courant (même intensité, même sens), les deux champs magnétiques s'ajoutent et on peut reprendre pour chaque bobine l'expression de  $B(x)$  donnée en début de chapitre, avec un changement de variable pour la bobine (2) puisque son origine est décalée par rapport à la première :

$$B_1(x) = \frac{\mu_0 NI}{2R} \left[ 1 + \left( \frac{x}{R} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad B_2(x) = \frac{\mu_0 NI}{2R} \left[ 1 + \left( \frac{x - R}{R} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}$$

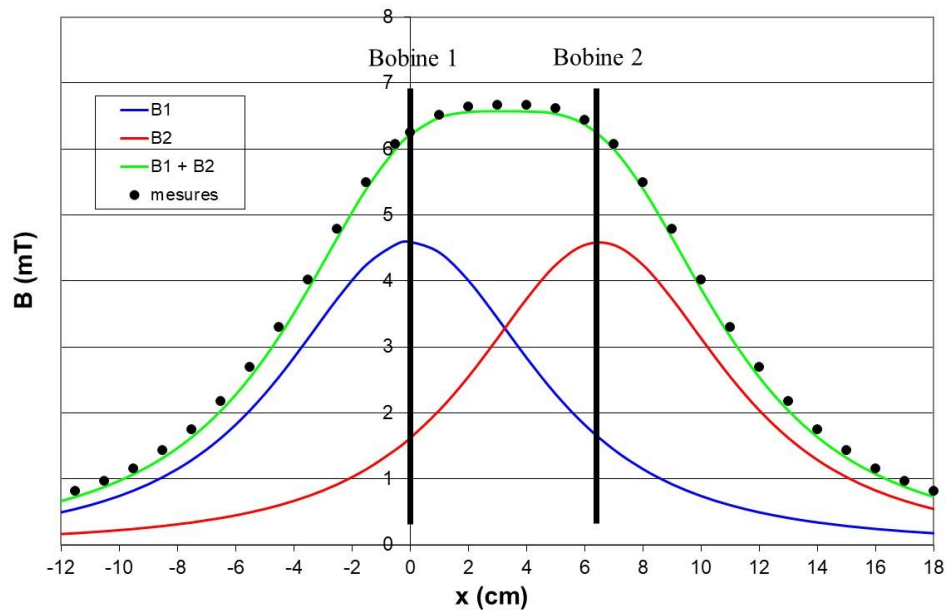
On peut calculer le champ au centre des bobines ainsi que le champ au milieu du dispositif :

$$B(0) = B_1(0) + B_2(0) = \frac{1 + 2\sqrt{2}}{4\sqrt{2}} \frac{\mu_0 NI}{R} = B(R)$$

$$B\left(\frac{R}{2}\right) = B_1\left(\frac{R}{2}\right) + B_2\left(\frac{R}{2}\right) = \frac{8}{5\sqrt{5}} \frac{\mu_0 NI}{R}$$

Manipulation :

On branche les bobines distantes de  $R$  en série pour que les champs s'ajoutent (le champ axial au milieu des bobines est nul si le branchement est fait dans le mauvais sens). Voici à titre indicatif une série de mesures effectuées avec le même courant qu'auparavant (5 ampères) :

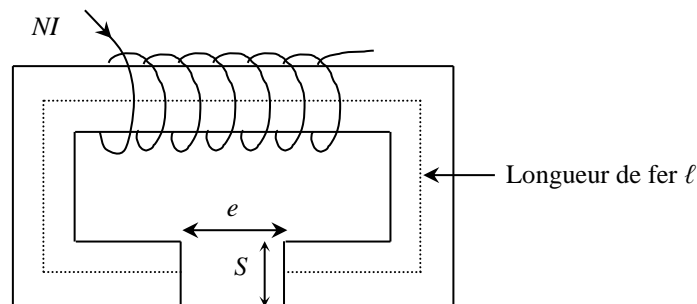


On constate que le champ est relativement constant au sein des bobines. C'est l'intérêt des bobines de Helmholtz : elles permettent la production d'un champ magnétique relativement faible mais pratiquement constant dans une région assez grande avec du matériel courant. Une application typique dans l'enseignement est le dispositif permettant la mesure du rapport  $e/m$  de l'électron par la déviation d'un faisceau électronique soumis à un champ magnétique uniforme<sup>1</sup>. Une autre étude intéressante consiste à mesurer le champ le long de l'axe quand on branche les bobines en inverse (on a alors un gradient de champ magnétique<sup>2</sup>).

### III CHAMP CREE PAR UN ELECTRO-AIMANT

#### III.1 Théorie

On propose d'étudier le champ créé dans l'entrefer. On considère un électro-aimant à pièces plates. On appelle  $I$  le courant circulant dans le bobinage,  $\ell$  la longueur moyenne du circuit magnétique et  $e$  l'épaisseur de l'entrefer :



$$\text{Théorème d'ampère : } \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I \rightarrow H_f \ell + H_e e = NI \Leftrightarrow \text{hypothèse (1)}$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Dans l'entrefer : } B_e = \mu_0 H_e \\ \text{Dans le fer : } B_f = \mu_0 \mu_r H_f \end{array} \right\} \rightarrow \frac{B_f}{\mu_0 \mu_r} \ell + \frac{B_e}{\mu_0} e = NI$$

<sup>1</sup> Il serait d'ailleurs intéressant à cet égard, d'essayer de quantifier la zone spatiale dans laquelle on peut considérer que le champ est constant avec un % de variation admissible mais c'est délicat à faire dans le cadre d'un montage.

<sup>2</sup> Une application importante, avec des dispositifs plus sophistiqués, est la réalisation des gradients de champ de codage spatial dans les appareils IRM.

$$\text{Or } \phi = \oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = BS = cte \quad \Leftrightarrow \text{hypothèse (2)} \rightarrow B_f S_f = B_e S_e$$

Si l'épaisseur de l'entrefer est faible, sa section reste un tube de flux pour  $B$ . Cette surface étant la même que celle du circuit magnétique, on a par conséquent  $B_f = B_e$ , d'où :

$$\rightarrow \left( \frac{\ell}{\mu_0 \mu_r} + \frac{e}{\mu_0} \right) = NI \quad \rightarrow \quad \boxed{B = \frac{\mu_0 NI}{\frac{\ell}{\mu_r} + e}}$$

### Remarque :

Le calcul est très simplifié. L'hypothèse (1) suppose  $\vec{H} // d\vec{l}$ ,  $\vec{B} // d\vec{S}$ , ce qui est discutable aux coudes de l'électroaimant. L'hypothèse (2)  $\phi = cte$  n'est valable que si les fuites magnétiques sont négligeables. On suppose aussi que la section de l'entrefer reste un tube de flux pour  $B$  ce qui n'est plus vrai si  $e$  est grand. Il faut aussi remarquer que  $\mu_r$  n'est pas constant mais dépend de l'excitation  $H$ .

### Application numérique :

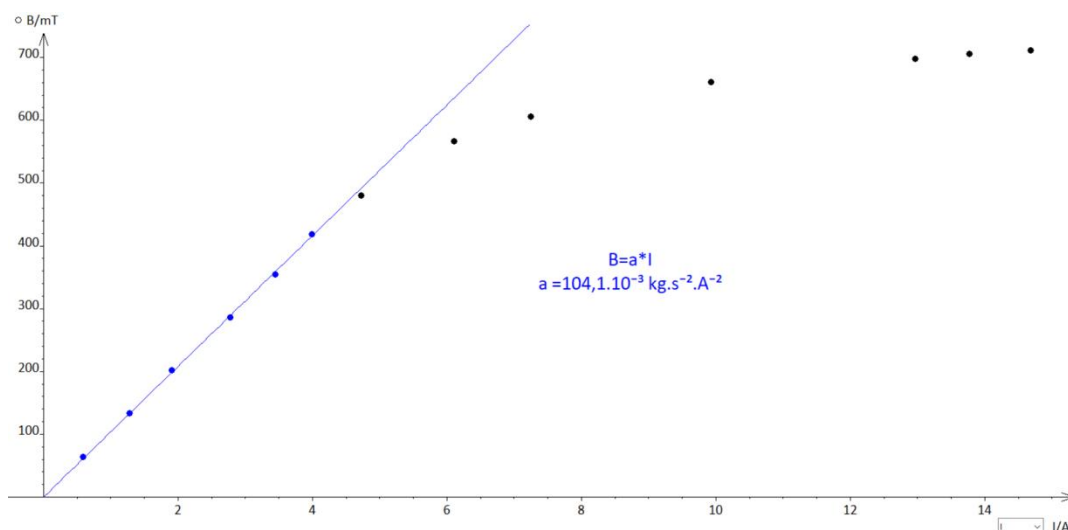
Supposons  $\ell = 1$  m,  $e = 3$  mm,  $\mu_r = 1000$  et calculons la force magnétomotrice  $NI$  (cf. [5], p. 325) nécessaire pour réaliser un champ magnétique de 1 Tesla dans l'entrefer.

$$NI = \frac{B}{\mu_0} \left( \frac{\ell}{\mu_r} + e \right) = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{1}{1000} + 3 \cdot 10^{-3} \right) \approx 3200 \text{ A.tours}$$

Sans entrefer, le terme en  $e$  disparaît de la formule et  $NI$  devient alors égal à 795 A.tours  $\rightarrow$  un entrefer, même faible, entraîne un accroissement très important de la force magnétomotrice nécessaire pour réaliser un champ magnétique donné.

## **III.2 Manipulation**

On souhaite vérifier la relation  $B \approx \mu_0 NI/e$  si  $e \gg \ell/\mu_r$ . On peut utiliser un électroaimant si on connaît son nombre de spires ou en faire un à l'aide d'une carcasse de transformateur Leybold et deux bobines de 500 spires en série (attention aux courants qu'elles peuvent supporter !). L'entrefer doit être suffisamment grand pour avoir  $e \gg \ell/\mu_r$  mais pas trop pour avoir  $B_f = B_e$ .  $B$  peut être mesuré avec un teslamètre ou un fluxmètre électronique car les champs sont forts donc les dérives du montage sont peu gênantes (produit  $RC$  assez grand ;  $R = 100$  k $\Omega$ ,  $C = 10$   $\mu$ F par exemple). Voici à titre indicatif le résultat d'une série de mesures effectuées avec un gros électro aimant pour un entrefer de 1,3 cm :





**Il faut faire attention à la mesure de  $I$**  car certains multimètres sont limités à 10 A. On a utilisé ici un appareil supportant jusqu'à 20 ampères et équipé d'un fusible de sécurité (les appareils bas de gamme n'en ont pas forcément sur le calibre le plus élevé ; dans ce cas, l'appareil porte la mention « UNFUSED »).

#### Analyse :

Le champ magnétique commence par augmenter linéairement avec le courant, puis semble tendre vers une limite. La linéarité initiale est due au fait que  $\mu_r$  est grand lorsque  $I$  est faible (cf. courbe de première aimantation dans la partie sur les milieux ferromagnétiques) donc l'hypothèse  $e \gg \ell/\mu_r$  est assez bien vérifiée. Pour des intensités plus fortes,  $\mu_r$  diminue et l'hypothèse est de moins en moins valable, d'où le tassement de la courbe. Si on atteignait la saturation complète du matériau ferromagnétique, la courbe  $B = f(H)$  évoluerait avec une pente locale  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  (courbe pratiquement horizontale). On peut faire une régression linéaire sur la première partie (points en bleu) pour en déduire une estimation du nombre de spires  $N$  du bobinage de l'électroaimant. La pente obtenue ici vaut  $a = 104 \cdot 10^{-3} \text{ SI}$ , d'où :

$$B = a \cdot I \approx \frac{\mu_0 N}{e} I \quad \rightarrow \quad N \approx \frac{e \cdot a}{\mu_0} = \frac{1,3 \cdot 10^{-2} \times 104 \cdot 10^{-3}}{4\pi \cdot 10^{-7}} \quad \boxed{N \approx 1076 \text{ spires}}$$

L'électroaimant était équipé de deux bobines en série de 630 et 510 spires. On trouve donc un résultat assez proche de la valeur attendue ( $N = 1140$ ) malgré toutes les approximations faites lors du calcul théorique. La valeur expérimentale est logiquement un peu plus faible à cause notamment des pertes de flux.

## IV MESURE D'UN CHAMP ALTERNATIF AU SEIN D'UN MATERIAU FERROMAGNETIQUE

Se reporter au § 7 pour plus de précision.

## V MILIEUX MAGNETIQUES

### V.1 Introduction

Toute matière mise en présence d'un champ magnétique extérieur subit un effet d'aimantation plus ou moins important. On le traduit au niveau macroscopique par le champ d'aimantation volumique  $\vec{M}$  ( $\vec{M}$  a alors la même dimension<sup>3</sup> que  $\vec{H}$ ). Lorsque le milieu est linéaire, homogène et isotrope, ces deux vecteurs sont liés par la relation :

$$\boxed{\vec{M} = \chi \vec{H}} \quad \text{avec } \chi \text{ la susceptibilité magnétique du matériau, grandeur sans dimension}$$

Le champ magnétique global n'est plus le même qu'en l'absence de matière. L'aimantation induite s'ajoute à  $\vec{H}$  et on a :

$$\boxed{\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})}$$

$\vec{H}$  est souvent appelée excitation magnétique car elle est directement reliée aux courants d'excitation imposés ou aux sources de champ extérieures au système étudié. C'est le champ magnétique qu'il y

<sup>3</sup> L'aimantation macroscopique correspondant à un moment magnétique par unité de volume ( $\vec{M} = d\vec{\mu}/dV$ ) et l'unité de moment magnétique étant l'ampère par mètre carré ( $\vec{\mu} = I \cdot \vec{S}$  pour une boucle de courant),  $\vec{M}$  s'exprime en  $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ , soit la même dimension que celle de  $\vec{H}$  d'après le théorème d'Ampère.

aurait en absence de matière.  $\vec{B}$ , quant à lui, correspond au champ compte tenu de l'aimantation du matériau. La relation  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  dans le vide n'est plus valable en présence d'un milieu. On la remplace par :

$$\boxed{\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H}}$$

On peut alors exprimer la perméabilité magnétique à partir de la susceptibilité magnétique en combinant les trois relations précédentes :

$$\boxed{\mu = \mu_0(1 + \chi) = \mu_0 \mu_r} \quad \text{avec} \quad \boxed{\mu_r = 1 + \chi}$$

Les milieux matériels sont donc caractérisés magnétiquement par la valeur de  $\chi$ ,  $\mu$  ou  $\mu_r$ . Suivant la nature du milieu, ces grandeurs peuvent être constantes ou dépendantes de la température, de la valeur du champ excitateur, de l'histoire du matériau, du point considéré (milieux inhomogènes) ou de la direction du champ excitateur (milieux anisotropes). Dans ce dernier cas, la relation entre l'aimantation et l'excitation magnétique est tensorielle.

## V.2 Action d'un champ non uniforme sur différentes substances

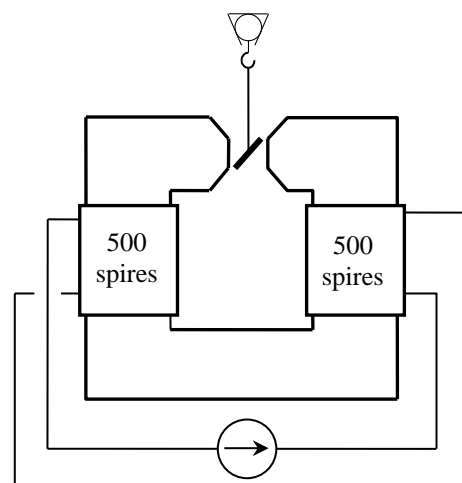
Cette expérience permet de distinguer trois grands types de comportement des matériaux vis à vis d'un champ magnétique et un classement en trois familles : diamagnétiques ( $\chi$  négatif, faible), paramagnétiques ( $\chi$  positif, plus grand) et ferromagnétiques ( $\chi$  positif, nettement plus important). Placée dans un champ inhomogène  $B$ , une substance magnétique de volume  $\tau$  subit la force (cf. [6], p.131) :

$$\boxed{\vec{F} = \left( \frac{\chi}{2\mu_0} \overrightarrow{\text{grad}} B^2 \right) \tau}$$

Cette expression montre que les matériaux diamagnétiques ( $\chi$  négatif) sont attirés vers les zones de champ faible alors que les milieux para et ferromagnétiques ( $\chi$  positif) sont attirés vers celles de champ fort, la distinction para/ferro se faisant sur la différence d'intensité dans la réponse.

Montage :

[4], p. 140

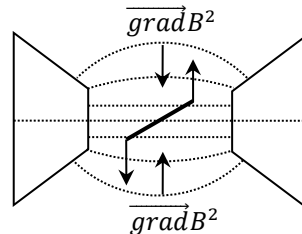


Alimentation 30V 10 A

L'entrefer doit être ajusté au minimum et les bobines branchées en série pour que leurs champs s'ajoutent. On attache les petits échantillons cylindriques de Bismuth (diamagnétique), Aluminium (paramagnétique) et Nickel (ferromagnétique) avec des fils fins, assez longs, de même longueur et on les suspend successivement dans l'entrefer de l'électroaimant. La manipulation est assez délicate :

les échantillons doivent être orientés si possibles à  $45^\circ$  de l'axe de l'entrefer et il faut attendre qu'ils se stabilisent. On allume alors l'alimentation, on impose le courant maximum admissible par les bobines et on observe le comportement des échantillons (**on arrête le courant progressivement dès que les constatations sont faites**). On peut utiliser une webcam pour rendre l'expérience visible par une assemblée. Le Bismuth est idéalement censé s'orienter perpendiculairement aux lignes de champ, l'Aluminium parallèlement à ces lignes et le Nickel doit en faire de même en l'absence de courant grâce au faible champ rémanent.

### Explication :



Le gradient de  $B^2$  est principalement dirigé suivant le centre de l'électroaimant avec les pièces tronconiques.  $\chi$  est négatif pour l'échantillon diamagnétique donc la force qu'il subit dès qu'il est hors de l'axe de l'électro-aimant est dirigée vers l'extérieur de l'entrefer (cf. figure). Il en résulte un couple de forces ayant tendance à l'orienter perpendiculairement à l'axe de l'électro-aimant.  $\chi$  est positif pour les échantillons para et ferro donc les forces sont dirigées dans l'autre sens et le couple de forces a tendance à les ramener vers l'axe de l'électro-aimant. Si les échantillons ne sont pas parfaitement centrés dans l'entrefer (et c'est souvent le cas en pratique), ils peuvent se retrouver entièrement d'un côté ou de l'autre de l'axe. Les forces sont alors dirigées dans le même sens et le diamagnétique a tendance à fuir la zone de champ fort (centre de l'entrefer) alors que c'est l'inverse pour les para et ferro.

### Remarques :

Les forces mise en jeu sont très faibles pour les dia et paramagnétiques. L'expérience n'est pas démonstrative si on tient les échantillons à la main. L'expérience la plus délicate est celle avec le dia car c'est là où la force est la plus faible, d'où l'intérêt d'un grand fil  $\approx$  sans torsion.

Une variante de l'expérience précédente consiste à remplacer une pièce tronconique par une pièce polaire plate : l'échantillon para a alors tendance à se diriger vers la partie pointue de la pièce tronconique ( $\vec{\text{grad}}B^2$  fort) alors que le dia a tendance à s'en écarter, voire se diriger vers la pièce plate (zones à  $\vec{\text{grad}}B^2$  plus faible). Les effets peuvent être plus importants avec cette méthode, mais l'analyse du gradient est plus délicate.

Les plaques permettant la visualisation des lignes de champ magnétique sont une application de cette expérience (s'interroger sur la nature magnétique des aiguilles).

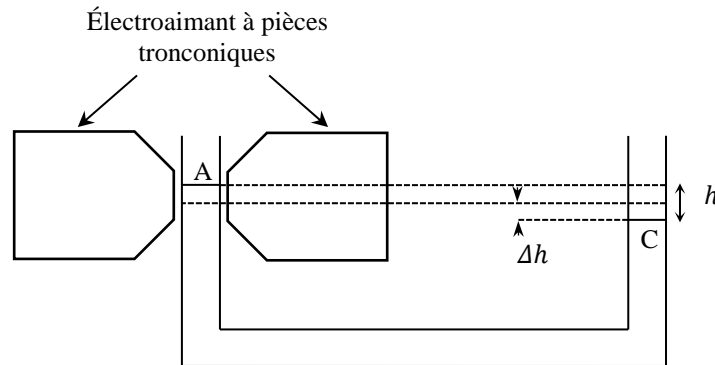
## VI MILIEUX PARAMAGNETIQUES

### VI.1 Paramagnétisme du dioxygène

On peut facilement obtenir du dioxygène liquide si on dispose de diazote. Il suffit de plonger un tube à essai vide dans de l'azote liquide pendant un moment pour en condenser puisque sa température de liquéfaction est plus élevée ( $-183^\circ\text{C}$  pour  $\text{O}_2$  ;  $-196^\circ\text{C}$  pour  $\text{N}_2$ ). Le tube doit bien tremper dans l'azote tout en ayant son extrémité à l'air libre sinon l'atmosphère est constituée essentiellement d'azote au-dessus du tube et la condensation de  $\text{O}_2$  est plus difficile.

Manipulation :

Le but est de montrer la lévitation du dioxygène dans l'entrefer. On reprend le montage du § précédent, on filme ou on fait une image de l'entrefer sur un écran, on refroidit un peu les pièces polaires en versant de l'azote liquide dessus puis on fait couler du dioxygène le long d'une des pièces polaires. On voit alors le dioxygène liquide rester en suspension dans l'entrefer avant de se vaporiser. Le versement de diazote permet de retarder la vaporisation de  $O_2$  et de montrer que le diazote n'est pas paramagnétique.

**VI.2 Mesure de la susceptibilité de  $FeCl_3$** **VI.2.1 Principe de la mesure**

On utilise la méthode de Quincke (cf. [5], p. 295). On place un des côté d'un tube coudé rempli d'une solution concentrée de  $FeCl_3$  dans l'entrefer d'un électroaimant puissant en positionnant la surface libre du liquide légèrement en dessous du milieu des pôles. Le  $FeCl_3$  étant paramagnétique, il est attiré par les champs forts donc l'application d'un champ magnétique provoque une montée du niveau dans l'entrefer, d'où une dénivellation  $h$  entre les deux surfaces libres A et C.

Exploitation :

Soit  $P$  la pression hydrostatique en un point du fluide,  $\rho_{sol}$  sa masse volumique et  $g$  le champ de pesanteur. A l'équilibre, la somme des densités volumiques des forces de pression, de gravitation et magnétique auxquelles est soumis un petit élément de volume doit être localement nulle, d'où (cf. [6], p. 134) :

$$-\overrightarrow{grad}P + \rho_{sol}\vec{g} + \frac{\chi_{sol}}{2\mu_0} \overrightarrow{grad}B^2 = 0$$

Comme  $\vec{g} = -\overrightarrow{grad}(gz)$ , l'intégration de cette expression dans le fluide (ou  $\rho = cte$ ) conduit à :

$$P + \rho_{sol}gz - \frac{\chi_{sol}}{2\mu_0} B^2 = cte$$

En l'absence de champ magnétique, cette relation exprime la loi fondamentale de l'hydrostatique. Si on l'exprime aux points A et C des surfaces libres où  $P_A$  et  $P_C$  sont identiques, on obtient :

$$\rho_{sol}g(z_A - z_C) = \frac{1}{2\mu_0} \chi_{sol}(B_A^2 - B_C^2)$$

En notant  $h$  la dénivellée et en supposant que  $B_C = 0$ , on obtient :

$$h = \frac{\chi_{sol}}{2\mu_0\rho_{sol}g} B_A^2$$

On peut déduire la susceptibilité de  $\text{FeCl}_3$  pur à partir de  $\chi_{\text{sol}}$  en appliquant une loi approchée d'additivité des moments magnétiques (loi de Wiedman)<sup>4</sup>. Comme on considère des densités volumiques de forces et qu'on raisonne avec des moments magnétiques par unité de volume, on obtient la relation suivante en faisant intervenir les masses volumiques :

$$\frac{m_{\text{sol}}}{\rho_{\text{sol}}} \vec{M}_{\text{sol}} = \frac{m_{\text{FeCl}_3}}{\rho_{\text{FeCl}_3}} \vec{M}_{\text{FeCl}_3} + \frac{m_{\text{eau}}}{\rho_{\text{eau}}} \vec{M}_{\text{eau}}$$

Comme  $\vec{M} = \chi \vec{H}$ , on trouve le résultat suivant en divisant l'expression précédente par  $\vec{H}$  :

$$\frac{m_{\text{sol}}}{\rho_{\text{sol}}} \chi_{\text{sol}} = \frac{m_{\text{FeCl}_3}}{\rho_{\text{FeCl}_3}} \chi_{\text{FeCl}_3} + \frac{m_{\text{eau}}}{\rho_{\text{eau}}} \chi_{\text{eau}}$$

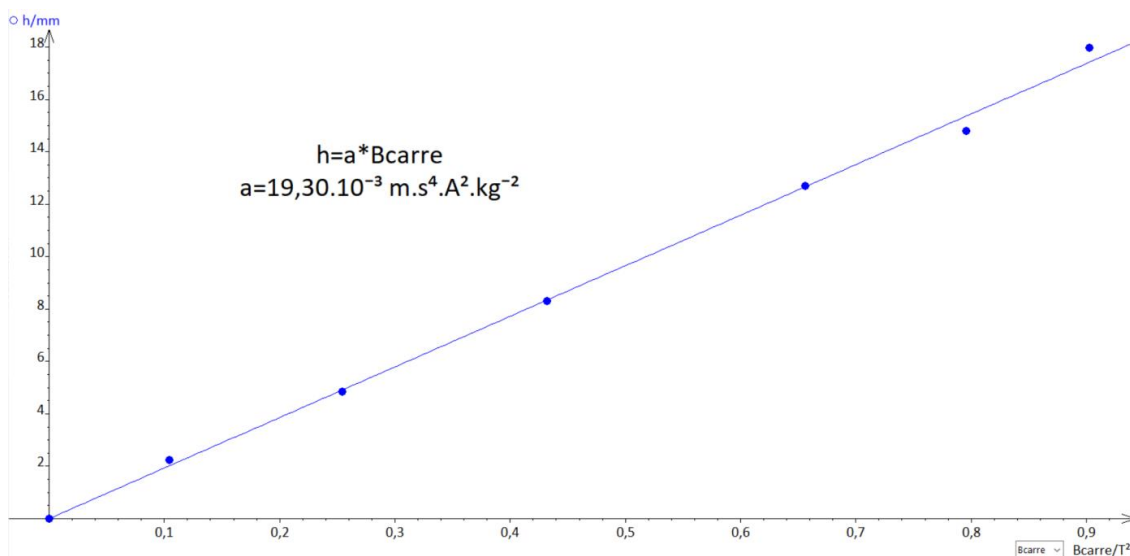
En pratique, on peut vérifier que le rôle de l'eau est négligeable en mesurant la déviation obtenue avec un tube identique contenant de l'eau pure. Avec cette hypothèse, on a alors :

$$\frac{m_{\text{sol}}}{\rho_{\text{sol}}} \chi_{\text{sol}} \approx \frac{m_{\text{FeCl}_3}}{\rho_{\text{FeCl}_3}} \chi_{\text{FeCl}_3} \quad \text{d'où} \quad \boxed{\chi_{\text{FeCl}_3} = \frac{\rho_{\text{FeCl}_3}}{\rho_{\text{sol}} \times \frac{m_{\text{FeCl}_3}}{m_{\text{sol}}}} \chi_{\text{sol}}}$$

### VI.2.2 Manipulation

[4], p. 341

On utilise un tube de diamètre  $\varnothing = 7$  mm et on règle la taille de l'entrefer au minimum mais sans risque de casse pour le tube. **L'électroaimant doit être testé en charge avant de mettre le tube !** On place la surface libre du liquide légèrement en dessous du milieu des pôles, on applique un champ, le liquide monte et on prend soin de mesurer la valeur de  $B$  au niveau de sa surface libre. Pour connaître la dénivellation  $h$ , on mesure la baisse du niveau  $\Delta h$  dans la partie du tube située hors de la zone du champ magnétique (**on a alors  $h = 2\Delta h$** ). La principale difficulté dans cette manipulation est la mesure précise de  $\Delta h$  car elle est de l'ordre de quelques mm. Pour ce faire, on conseille de placer une règle graduée exactement au niveau du tube, prendre des photos à l'aide d'un APN ou d'une webcam avec et sans le champ et d'exploiter les images avec le logiciel Image J (on peut mettre un morceau de scotch sur le tube pour avoir une référence sur laquelle on se base pour faire les mesures de la position de la surface libre de la solution). Voici à titre indicatif le résultat d'une série de mesure effectuées de cette manière :



<sup>4</sup> Cela suppose que les moments magnétiques n'interagissent pas.

La courbe  $h = f(B^2)$  est une droite conformément à l'expression obtenue précédemment. On peut déduire  $\chi_{sol}$  de la valeur de la pente ( $\rho_{sol} = 1480 \text{ kg/m}^3$  pour la solution utilisée) :

$$a = \frac{\chi_{sol}}{2\mu_0\rho_{sol}g} \rightarrow \chi_{sol} = 2\mu_0\rho_{sol}ga = 2 \times 4\pi \cdot 10^{-7} \times 1480 \times 9,81 \times 19,3 \cdot 10^{-3}$$

$$\boxed{\chi_{sol} = 7,04 \cdot 10^{-4}}$$

Puis celle de  $\text{FeCl}_3$  pur ( $\rho_{\text{FeCl}_3 \text{ pur}} = 2900 \text{ kg/m}^3$  ; solution utilisée à 45 % de titre massique en  $\text{FeCl}_3$ ) :

$$\chi_{\text{FeCl}_3} = \frac{\rho_{\text{FeCl}_3}}{\rho_{sol} \times \frac{m_{\text{FeCl}_3}}{m_{sol}}} \chi_{sol} = \frac{2900}{1480 \times 0,45} 7,04 \cdot 10^{-4} \quad \boxed{\chi_{\text{FeCl}_3} = 3,06 \cdot 10^{-3}}$$

On peut comparer ce résultat à la valeur tabulée dans un Handbook mais ça n'est pas simple car les données sont basées sur une définition molaire  $M'$  de l'aimantation (au lieu de volumique) et une expression de  $H$  non rationalisée ( $H_{\text{non rationalisé}} = 4\pi H_{\text{rationalisé}} = 4\pi H_{SI}$ ). On a donc :

$$\chi_{SI} = \frac{M}{H} = \frac{d\mu}{dV \cdot H} = \frac{A \cdot m^2}{m^3 A \cdot m^{-1}} \rightarrow \text{sans dimension}$$

$$\chi_{\text{Handbook}} = \chi_{\text{molaire NR}} = \frac{M'}{H_{NR}} = \frac{d\mu}{dn \cdot H_{NR}} = \frac{A \cdot m^2}{\text{mole} \cdot A \cdot m^{-1}} \rightarrow \text{unité : } m^3 \text{mole}^{-1}$$

D'où

$$\frac{\chi_{SI}}{\chi_{\text{Handbook}}} = \frac{d\mu}{dV \cdot H_R} \frac{dn \cdot H_{NR}}{d\mu} = \frac{dn (4\pi H_R)}{dV H_R} = \frac{4\pi}{V_{\text{molaire}}} \rightarrow \chi_{SI} = \frac{4\pi}{V_{\text{molaire}}} \chi_{\text{Handbook}}$$

On peut exprimer le volume molaire à partir de la masse volumique  $\rho$  et la masse molaire  $M$  du corps :

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{M}{V_{\text{molaire}}} \quad \text{d'où} \quad \boxed{\chi_{SI} = 4\pi \frac{\rho}{M} \chi_{\text{Handbook}}}$$

Quand on regarde les tableaux du Handbook pour chercher la valeur de  $\chi_{\text{FeCl}_3 \text{ pur}}$ , il faut là encore bien comprendre la logique d'écriture. On trouve la donnée suivante fournie dans le système d'unité cgs (centimètre, gramme, seconde) :

$$\chi_m / 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{mol}^{-1} = 13450$$

Cela veut dire que  $\chi_{\text{FeCl}_3} = 13450 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{mol}^{-1} = 13450 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3 \text{mol}^{-1}$

On trouve finalement après ces quelques considérations la valeur attendue suivante ( $M_{\text{FeCl}_3} = 162 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ ) :

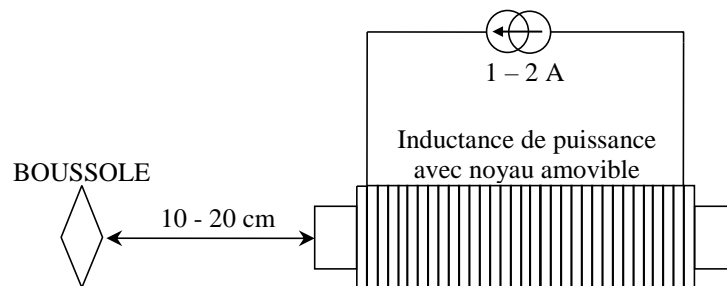
$$\chi_{\text{FeCl}_3 SI} = 4\pi \frac{2900}{162} 13450 \cdot 10^{-12} \rightarrow \boxed{\chi_{\text{FeCl}_3 SI} = 3,02 \cdot 10^{-3}}$$

Le résultat expérimental est donc conforme à la valeur tabulée.

## VII MILIEUX FERROMAGNETIQUES

### VII.1 Expérience qualitative

[4], p. 113



En l'absence de courant, la boussole s'oriente dans le champ magnétique terrestre s'il n'y a aucun autre champ. On place alors la bobine perpendiculairement à la boussole comme indiqué sur le schéma et on applique un courant de l'ordre de 1 A. La boussole doit dévier faiblement si l'inductance n'a pas de noyau et fortement lorsqu'on insère complètement le noyau dans la bobine.

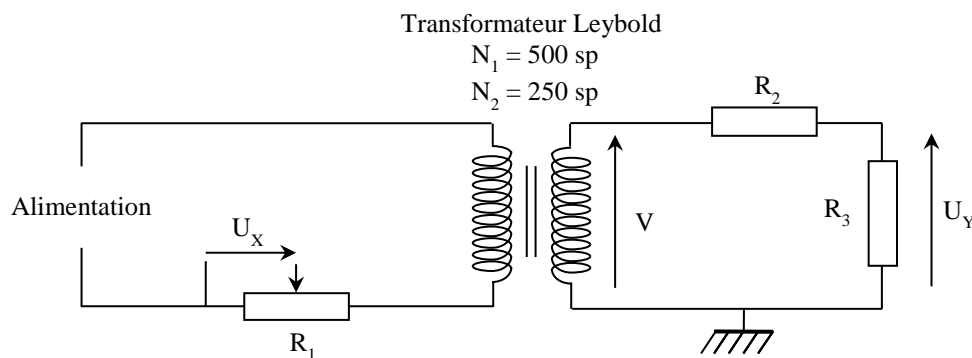
#### Analyse :

Le sens de la déviation étant le même dans les deux cas, l'aimantation induite est dans le sens de l'excitation magnétique. La déviation est forte avec le noyau ferromagnétique  $\rightarrow$  l'aimantation induite semble importante. On doit donc s'attendre à des grandes valeurs de  $\mu_r$  pour ce type de matériau. La suite permet de préciser ce point.

### VII.2 Etude des caractéristiques d'un matériau ferromagnétique

#### VII.2.1 Montage d'étude

Le milieu magnétique est la carcasse du transformateur et on souhaite obtenir les courbes  $B, M = f(H)$  en continu et en alternatif de ce matériau.



**$R_1$  : rhéostat 10  $\Omega$  ; point milieu réglé sur 5  $\Omega$  (résistance de mesure)**

$R_2$  : AOIP 100 k $\Omega$

$R_3$  : AOIP 5 ou 10 k $\Omega$

Alimentation : alternostat 0/220 V ou source continue 30 V / 5 A

#### Signal image de H :

On a  $U_X = R_1 I_1$  où  $I_1$  est l'intensité dans le primaire et  $R_1$  la partie du rhéostat sur laquelle on effectue la mesure de  $U_X$ . D'après le théorème d'ampère, on a  $\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I \approx N_1 I_1$

puisque'on peut négliger  $I_2$  par rapport à  $I_1$  vu que  $R_2 + R_3$  est grand. Soit  $\ell$  la longueur totale du circuit magnétique, on a :

$$H = \frac{N_1 U_X}{R_1 \ell}$$

→ La résistance  $R_1$  permet d'avoir une tension  $U_X$  proportionnelle à  $H$ .

Remarque :

Avec les alimentations utilisées, une résistance totale de  $10 \Omega$  est nécessaire pour limiter le courant dans le circuit primaire à une valeur acceptable pour la bobine de 500 spires ( $I_{max} avec 10 \Omega \approx 2 A$  pour 2,5 A supporté par cette bobine). Cela conduit à avoir une tension maximum à ses bornes de l'ordre de 20 V qui est trop importante pour la carte d'acquisition (calibre maximum  $\pm 10 V$  sur la carte SYSAM SP5 utilisée ici). C'est pour cette raison qu'on ne prend qu'une partie du rhéostat pour effectuer la mesure de  $U_X$ . A noter qu'**il faut bien identifier les différents branchements sur le rhéostat** (le courant doit circuler dans la totalité de la résistance). En cas de doute, il vaut mieux vérifier à l'ohmmètre la résistance entre les différents connecteurs pour ne pas faire d'erreurs.

Signal image de B :

Au secondaire du transformateur, on a  $V = \frac{d\phi}{dt} = N_2 S \frac{dB}{dt}$  où  $S$  est la section de la carcasse ferromagnétique (on suppose qu'elle canalise entièrement les lignes de champ). On peut intégrer cette tension pour obtenir  $B$  mais sa valeur est élevée lorsqu'on alimente le transformateur en alternatif ( $V \approx 110 V$  si on applique 220 V au primaire avec les nombres de spires  $N_1/N_2$  proposés). Le pont diviseur  $R_2/R_3$  permet d'abaisser la tension à une valeur compatible avec la carte d'acquisition :

$$U_Y = \frac{R_3}{R_2 + R_3} V$$

D'où, avec l'expression de  $V$  :

$$U_Y = \frac{R_3}{R_2 + R_3} N_2 S \frac{dB}{dt}$$

Comme on l'a vu en introduction, l'opération peut s'effectuer numériquement avec les fonctions de calculs d'un logiciel comme Latis Pro. On a alors :

$$\text{Intégrale}(U_Y) = \frac{N_2 S R_3}{R_2 + R_3} \int_0^t \frac{dB}{dt} dt = \frac{N_2 S R_3}{R_2 + R_3} \int_0^t dB = \frac{N_2 S R_3}{R_2 + R_3} [B(t) - B(0)]$$

Si le champ magnétique est nul au début de l'intégration, on a alors :

$$B(t) = \frac{R_2 + R_3}{N_2 S R_3} \text{Intégrale}(U_Y)$$

On peut donc obtenir la courbe  $B = f(H)$  à l'aide des tensions  $U_X, U_Y$  et  $M = f(H)$  peut s'en déduire point par point à partir de la relation  $B = \mu_0(H + M)$

## VII.2.2 Courbe de première aimantation

Elle s'obtient avec la source continue 30 V / 5 A mais le matériau ferromagnétique doit être préalablement désaimanté car il peut présenter une aimantation résiduelle. Pour ce faire, il suffit d'alimenter le transformateur avec l'alternostat et



de monter puis abaisser la tension. Cela permet d'effectuer des cycles d'hystérésis décroissants aboutissant au point de coordonnées (0 ; 0) sur la courbe  $B(H)$ . **Cette opération doit être effectuée après chaque essai.**

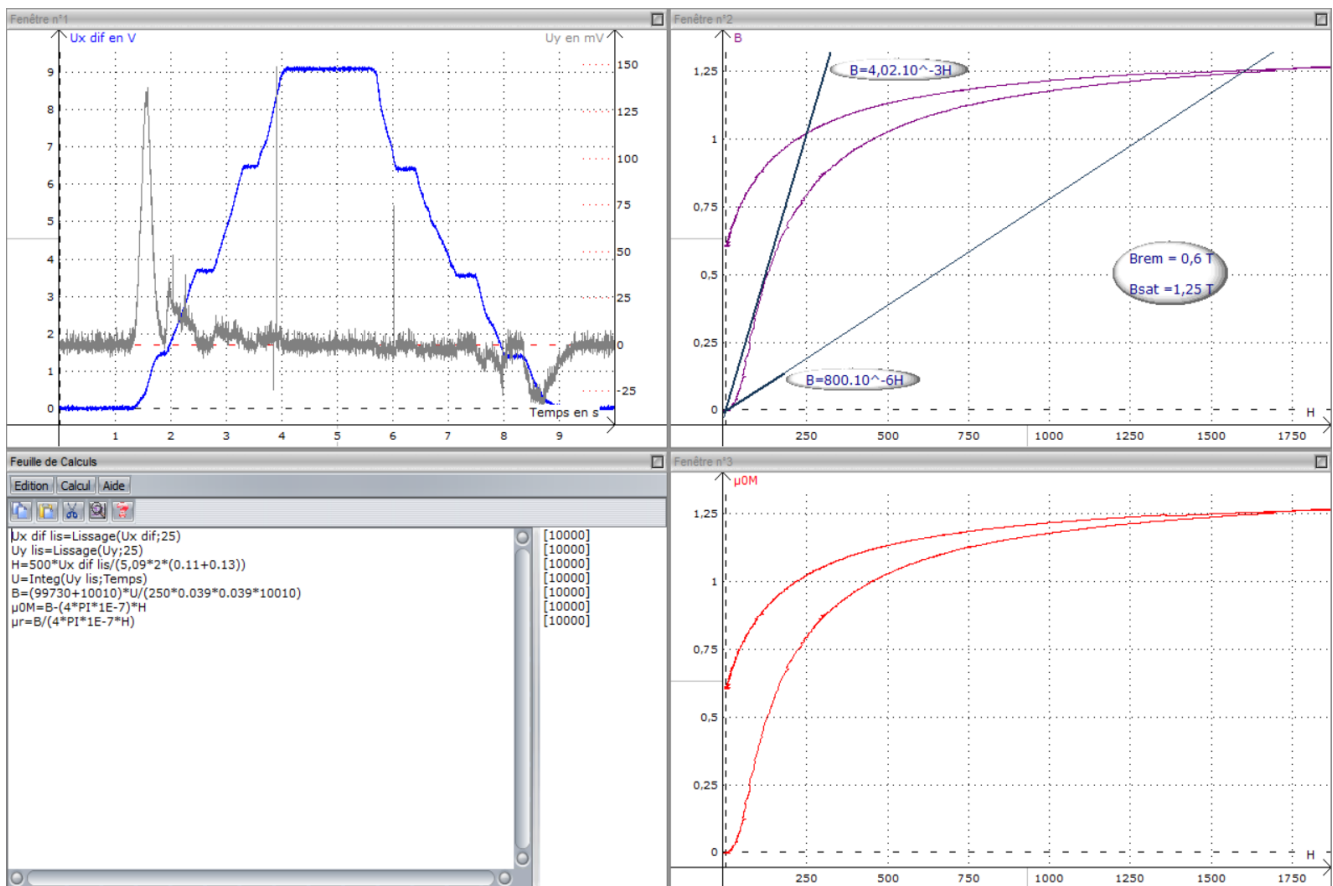
### Manipulation :

$$R_3 = 10 \text{ k}\Omega$$

**Observation de  $U_X$  en mode différentiel<sup>5</sup>** (calibre standard  $\pm 10 \text{ V}$ )

Calibre  $\pm 200 \text{ mV}$  pour  $U_Y$ <sup>6</sup>

Le choix des paramètres d'acquisition n'est pas critique. Il faut se laisser suffisamment de temps pour pouvoir augmenter puis diminuer manuellement la tension d'alimentation de 0 à  $\approx 30 \text{ V}$  (s'arrêter juste avant que  $U_X$  ne sature). Une fois l'acquisition de  $U_X$  et  $U_Y$  réalisée, on calcule  $H$  et  $B$  avec les formules précédentes après avoir mesuré  $R_2$ ,  $R_3$  et la valeur de  $R_1$  utilisée pour l'observation de  $U_X$ , déterminé la section de la carcasse du transformateur et estimé sa longueur moyenne ( $\ell = 2 \times (11 + 13) \text{ cm}$  et  $S = 3,9 \text{ cm} \times 3,9 \text{ cm}$  typiquement pour les transformateurs Leybold). Voici à titre indicatif le résultat d'une acquisition réalisée avec 10 000 points sur une durée de 10 secondes (les tensions étant entachées de bruit, notamment  $U_Y$  vu son niveau, on a procédé à un lissage des signaux avant de passer aux calculs de  $H$  et  $B$ ) :



<sup>5</sup> L'observation de  $U_X$  en mode différentiel n'est pas nécessaire lorsqu'on utilise l'alimentation continue mais ça l'est quand on désaimante le matériau avec l'alternostat car il délivre sa tension entre la phase et le neutre donc le branchement d'une masse pour la mesure de  $U_X$  peut faire sauter le disjoncteur différentiel de l'installation dans ce cas !

<sup>6</sup> Il faut adapter le calibre pour la mesure de  $U_Y$  car le choix du pont diviseur de tension  $5 \text{ k}\Omega/100 \text{ k}\Omega$  conduit à une tension très faible ( $\approx 100 \text{ mV}$ ). Ce pont n'est, là aussi, pas nécessaire avec l'alimentation continue mais il est préférable de l'avoir quand on utilise l'alternostat car la tension au secondaire est alors nettement plus forte. Le fabricant de la carte d'acquisition indique une protection des entrées contre des surtensions accidentelles jusqu'à  $250 \text{ V}$  en alternatif mais sans préciser la durée d'application donc on met le pont par principe de précaution.

Analyse des résultats :

La première partie du graphique en fenêtre 3 représente, à  $\mu_0$  près<sup>7</sup>, la courbe de première aimantation du matériau. Elle montre que  $M$  n'évolue pas de façon linéaire avec  $H$ . L'allure de la courbe dépend du matériau utilisé mais elle présente trois parties distinctes (cf. [6]). Pour les faibles valeurs de  $H$ , le déplacement des parois de Bloch est réversible et l'aimantation augmente de manière linéaire (difficilement observable ici). La croissance de  $M$  est ensuite plus rapide (début du déplacement irréversible des parois de Bloch) et il finit par apparaître une tendance à la saturation qui conduirait, lorsqu'il n'y a plus qu'un seul domaine d'aimantation, à une croissance de  $B$  avec une pente locale égale à  $\mu_0$  comme dans le vide. Cette zone n'est pas atteinte dans l'expérience mais on peut cependant donner un ordre de grandeur du champ à saturation ( $B_{SAT} \approx 1,25 \text{ T}$  ici).

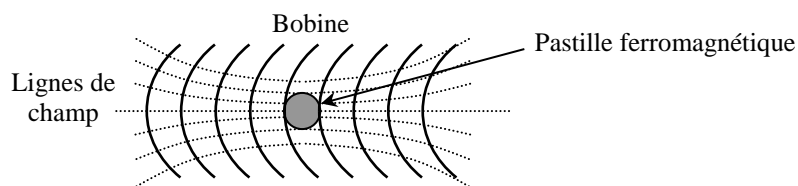
Les courbes  $\mu_0 M = f(H)$  et  $B = f(H)$  sont très similaires et non distinguables si on les trace sur un même graphique<sup>8</sup>. On a donc  $B = \mu_0(H + M) \approx \mu_0 M$  ce qui implique que l'aimantation induite  $M$  dans un matériau ferromagnétique est très supérieure au champ  $H$  qui lui a donné naissance. On peut quantifier cet effet en déterminant les valeurs de  $\mu_0$  via la relation<sup>9</sup>  $\mu_r = B/(\mu_0 H)$  mais le bruit présent sur les acquisitions donne une courbe  $\mu_r = f(H)$  peu satisfaisante pour les valeurs de  $H$  les plus faibles. On peut, à défaut, estimer un encadrement de  $\mu_r$  en cherchant les pentes minimales et maximales sur la courbe  $B = f(H)$ . On a  $B = \mu H$  avec  $\mu_{min} \approx 8.10^{-4} \text{ H.m}^{-1}$  et  $\mu_{max} \approx 4.10^{-3} \text{ H.m}^{-1}$  dans notre exemple d'où, en divisant par  $\mu_0$  :

$$\boxed{\mu_{r \min} \approx 600} \quad \text{et} \quad \boxed{\mu_{r \max} \approx 3000}$$

Ces valeurs peuvent être comparées aux données trouvables dans un Handbook ou en [6] pour les matériaux ferromagnétiques doux. On peut aussi voir la différence avec la susceptibilité magnétique des milieux dia et paramagnétiques ( $\mu_r = 1 + \chi$ ).

Conclusion :

L'aimantation que peuvent prendre les composés ferromagnétiques est importante surtout en comparaison avec celle des matériaux dia et para. Ceci explique le renforcement notable du champ provoqué par le matériau ferromagnétique dans l'expérience qualitative d'introduction. Cette forte perméabilité a aussi pour conséquence la canalisation des lignes de champ. On peut le montrer avec l'expérience suivante si on dispose d'un solénoïde encastré dans une plaque de Plexiglas (dispositif Jeulin 292006 par exemple) :



On saupoudre la plaque avec de la très fine limaille de fer en essayant d'avoir une répartition la plus homogène possible. On envoie un courant assez fort (5 à 10 A suivant le dispositif). La limaille de fer s'oriente alors suivant les lignes de champ magnétique. On place ensuite un matériau ferromagnétique au bord du solénoïde et on observe l'évolution des lignes de champ → elles semblent être « attirées » par lui (cf. [5], p. 304 pour plus d'explication).

<sup>7</sup> On a représenté  $\mu_0 M$  au lieu de  $M$  pour pouvoir faire une comparaison directe avec  $B$ .

<sup>8</sup>  $B$  étant alors une image de  $M$  à  $\mu_0$  près, on ne représente plus que  $B = f(H)$  dans les expériences suivantes.

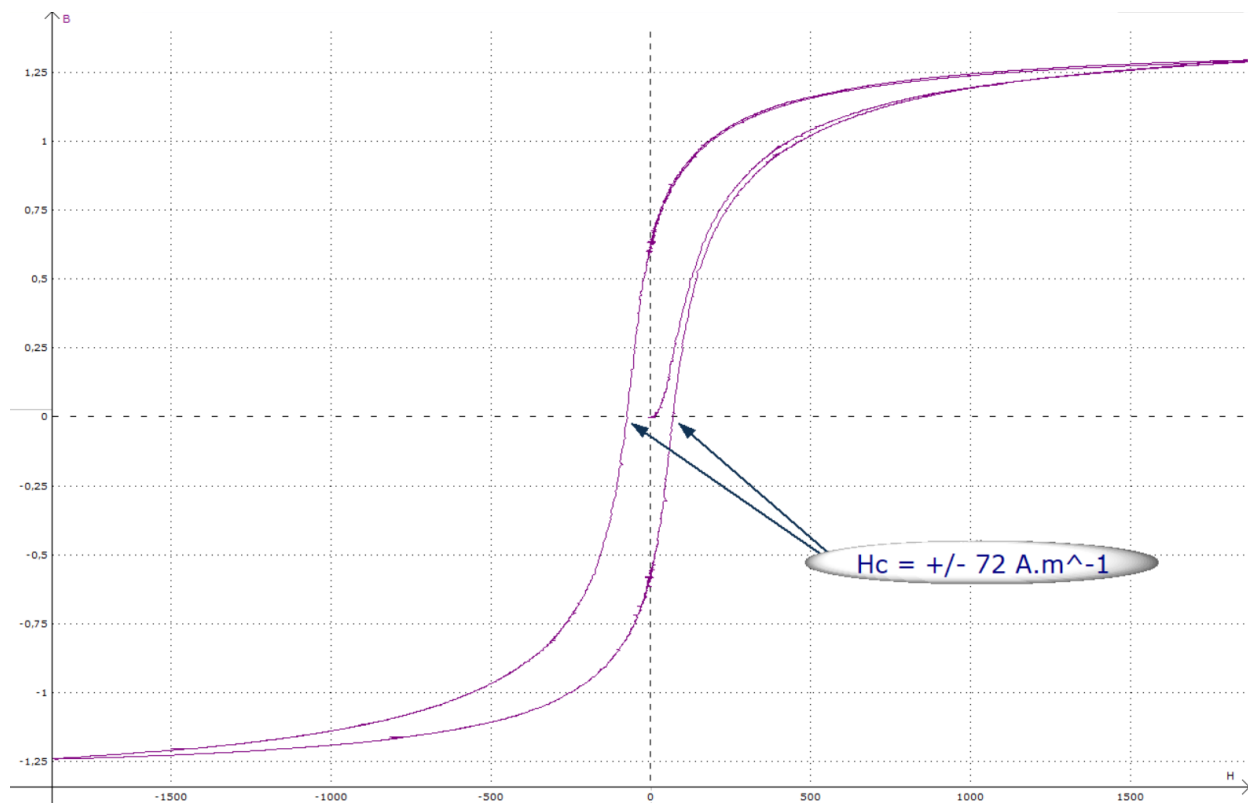
<sup>9</sup> Bien que  $B = f(H)$  ne soit pas linéaire, il est toujours possible de définir la perméabilité par la relation  $B = \mu H$  mais avec un  $\mu$  dépendant de la valeur de  $H$ .

### VII.2.3 Phénomène d'hystérésis

Les courbes précédentes montrent que l'aimantation ne repasse pas par les mêmes valeurs quand on rabaisse le niveau d'excitation.  $M$  dépend donc aussi de l'histoire du matériau (phénomène d'hystérésis magnétique<sup>10</sup>) et il existe un champ rémanent lorsqu'on revient à 0 ( $B_{rem} \approx 0,6 \text{ T}$  dans notre exemple). La présence de ce champ explique pourquoi les pièces de la carcasse d'un transformateur démontable restent « collées » quand on annule le courant avec une source continue. Une désaimantation complète nécessite l'application d'un champ en sens inverse appelé champ coercitif  $H_C$ .

#### Tracé en continu :

Le montage est toujours le même. On désaimante d'abord le matériau avec l'alternostat puis on fait une acquisition avec la source continue en 3 étapes (prendre une durée d'acquisition plus longue, genre 30 secondes). On augmente manuellement la tension, on la ramène à zéro, on inverse le sens de branchement de l'alimentation, on répète le processus, on inverse une nouvelle fois le branchement et on refait un dernier aller-retour en tension afin d'avoir un cycle d'hystérésis complet. On obtient alors la courbe suivante :



Le point remarquable à noter est la valeur champ coercitif car elle permet de distinguer deux types de milieux ferromagnétiques.  $H_C$  est faible ici<sup>11</sup> ce qui, associé à une aimantation forte, conduit à un cycle d'hystérésis fin typique d'un ferromagnétique doux. L'aimantation de ces matériaux peut donc être facilement modifiée et la finesse du cycle induit des pertes magnétiques faibles, d'où leur emploi pour la réalisation des carcasses de transformateurs. Les ferromagnétiques durs ont un champ coercitif beaucoup plus fort ( $H_C = 1\,000$  au minimum), donc un cycle nettement plus large. Il est par conséquent plus difficile de modifier leur aimantation ce qui en fait des matériaux de choix pour fabriquer des aimants permanents. Il serait intéressant de refaire l'expérience précédente avec un tel

<sup>10</sup> C'est une conséquence de l'irréversibilité du déplacement des parois de Bloch.

<sup>11</sup> Cf. Handbook ou [6] pour des ordres de grandeurs de  $H_C$  ; les tôles de transformateur sont généralement faites avec des aciers au silicium.

matériau pour pouvoir comparer les cycles d'hystérésis mais une carcasse équivalente en ferro dur n'existe pas (aimantation/désaimantation difficile, pertes énormes).

### Tracé en alternatif :

Source : alternostat 0 - 220 V

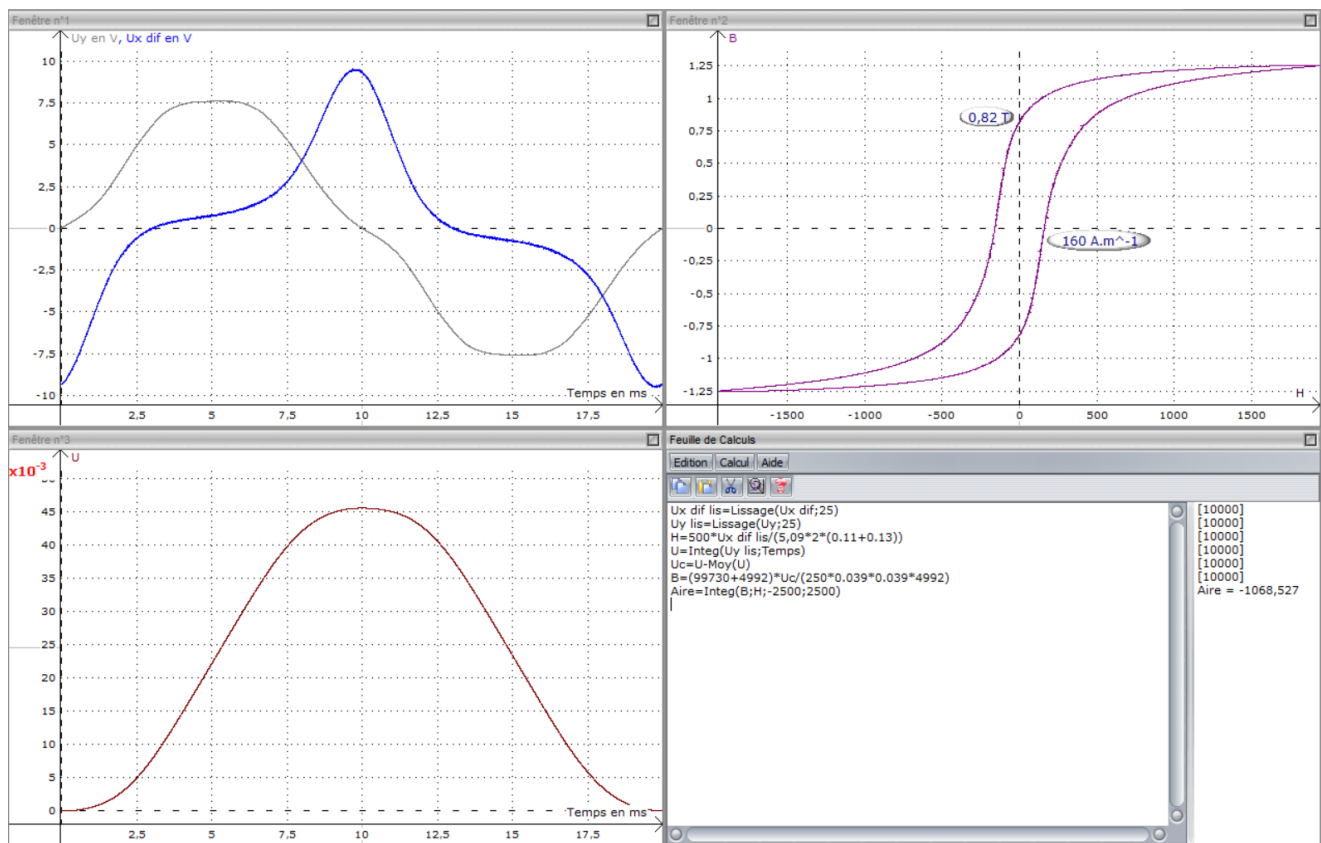
$$R_3 = 5 \text{ k}\Omega$$

Observation de  $U_X$  en mode différentiel (calibre standard  $\pm 10 \text{ V}$ )

**Calibre  $\pm 10 \text{ V}$  pour  $U_Y$**

Acquisition sur 10 000 points ; durée d'enregistrement 20 ms

On diminue la valeur de  $R_3$  et on repasse le calibre de la carte d'acquisition pour  $U_Y$  sur sa valeur standard car la tension  $V$  est nettement plus forte maintenant. On modifie aussi les paramètres d'acquisition pour enregistrer un seul cycle complet d'hystérésis compte tenu de la fréquence du secteur. Voici à titre indicatif le type résultat que l'on obtient<sup>12</sup> :



On peut remarquer que la tension  $U$ , proportionnelle au flux donc à  $B$ , a une allure proche d'une sinusoïde. Ceci est lié au fait qu'on impose une tension avec l'alternostat et que le circuit au primaire est principalement inductif<sup>13</sup> :

$$U_1 = R_1 I_1 + N_1 \frac{d\Phi}{dt} \approx N_1 \frac{d\Phi}{dt}$$

<sup>12</sup> L'intégrale de  $U_Y$  représentée par  $U$  en fenêtre 3 ayant une valeur moyenne non nulle, on a retranché cette valeur à  $U$  (grandeur notée  $U_c$  dans la feuille de calcul) pour avoir une évolution de  $B$  centrée autour de zéro.

<sup>13</sup> Cf. l'annexe sur le transformateur du montage sur la conversion électrique-électrique pour plus de détails.

→ Comme la tension du secteur est  $\approx$  sinusoïdale,  $\Phi$  et  $B$  le sont aussi. Par conséquent,  $H$  ne peut pas l'être aussi puisqu'on a vu que la relation  $B = f(H)$  d'un matériau ferromagnétique n'est pas linéaire. Cela explique la forme particulière de la tension  $U_X = R_1 I_1$  car elle est proportionnelle au courant enlacé par le circuit magnétique, donc à  $H$  d'après le théorème d'Ampère.

Le cycle d'hystérésis diffère légèrement de celui obtenu en régime statique (cf. les croisements de la courbe sur les axes d'origine) car la tension  $U_Y$ , proportionnelle au flux, n'est plus dû uniquement à l'aimantation statique de la carcasse du transformateur<sup>14</sup>. Le matériau étant conducteur, il est le siège de courants induits résultant du champ variable à la fréquence du secteur et ces courants participent au flux résultant, ce qui conduit à un élargissement du cycle par rapport au cas statique. On limite cet effet en pratique en fabriquant les carcasses de transformateurs avec des tôles feuilletées. La présence d'un vernis isolant électrique déposé sur chaque tôle permet de limiter la circulation des courants de Foucault, et donc de réduire la taille du cycle d'hystérésis en alternatif par rapport au même circuit massif. L'échauffement s'en trouvant diminué, cela améliore le rendement par diminution des pertes fer et donc le dimensionnement des inductances, transformateurs ou machines qui les utilisent.

### Pertes par hystérésis :

On peut les estimer en calculant l'aire du cycle. La puissance perdue par le transformateur sur un cycle complet effectué à la fréquence du secteur<sup>15</sup> s'en déduit par la relation (cf. [7], p. 484) :

$$P(W) = Aire_{cycle} \times 50 \text{ Hz} \times S \times \ell$$

L'aire s'obtient avec la fonction intégration du logiciel. La syntaxe est indiquée dans la dernière ligne de la feuille de calcul sur la figure précédente (les deux derniers chiffres correspondent aux bornes d'intégration ; on a pris des valeurs supérieures aux extrêmes de  $H$  pour être sûr de calculer l'aire totale<sup>16</sup>). Nous avons obtenu  $Aire_{cycle} = 1068$  avec le transformateur proposé pour une tension d'alternostat d'environ 220 V. Le calcul de la puissance donne  $P_H = 1068 \times 50 \times (0,039)^2 \times 0,48 = 39 \text{ W}$ . Pour vérifier ce résultat, nous avons mesuré la puissance consommée par le transformateur dans les conditions de l'expérience à l'aide d'un wattmètre inséré après la résistance  $R_1$  et obtenu 43,6 W. L'écart entre les deux valeurs est dû au fait que les pertes mesurées sur le cycle d'hystérésis correspondent à celles dans la carcasse (pertes « Fer ») alors que la mesure au Wattmètre prend aussi en compte la dissipation par effet Joule dans le bobinage du primaire<sup>17</sup> (pertes « Cuivre »). On peut corriger le deuxième résultat en mesurant la résistance de la bobine ainsi que le courant circulant en son sein (prendre un ampèremètre RMS vu la forme du signal). On a obtenu  $I_1 = 1,25 \text{ A}$ ,  $R_1 = 2,5 \Omega$  d'où  $P_{Cu} = R_1 I_1^2 = 3,9 \text{ W}$ . Si on retranche ces pertes à la puissance consommée, on obtient une puissance de 39,7 W plus proche de la valeur mesurée sur le cycle d'hystérésis (moins de 2 % d'écart).

### Remarque :

On peut terminer cette partie en étudiant les conséquences de l'ajout d'un petit entrefer dans le circuit ferromagnétique. Pour ce faire, on intercale quelques feuilles de papiers entre les deux parties du transformateur démontables. On refait ensuite des cycles d'hystérésis mais en augmentant progressivement la tension d'alimentation. L'entrefer modifie profondément le résultat. Le courant

<sup>14</sup> Les croisements de la courbe sur les axes d'origine ne correspondent donc plus au champ rémanent et au champ coercitif.

<sup>15</sup> D'où le choix d'une durée d'acquisition de 20 ms (on peut en fait prendre des multiples de 20 ms mais il faut alors modifier l'expression de  $P$ ).

<sup>16</sup> Prendre des limites plus larges simplifie la tâche (pas besoin de chercher les valeurs max) et on a vérifié que cela ne modifiait pas le résultat.

<sup>17</sup> On a vu qu'on pouvait négliger les pertes Joules au secondaire avec les valeurs de  $R_2$  et  $R_3$ .

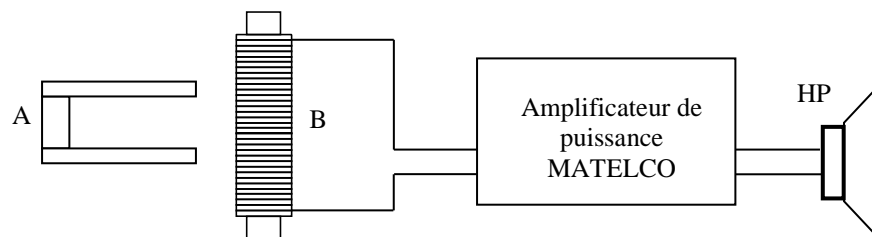
au primaire est nettement plus fort pour une tension donnée ( $H$  plus grand), il est plus proche d'une sinusoïde et le cycle se rapproche d'une droite (relation  $B(H)$  plus linéaire). Ces observations sont à mettre en relation avec l'étude menée au préalable sur l'électroaimant (perméabilité magnétique de l'air plus faible comparé au fer, donc entrefer «  $\mu_r$  fois plus important »). C'est pour cette raison que les faces des blocs de transformateurs destinées à être mise en contact sont polies.

### VII.3 Expérience de Barkhausen

[4], p.188 ; [7], p. 491

L'hystérésis magnétique des matériaux ferromagnétiques est une conséquence de l'irréversibilité du déplacement des parois entre domaines d'aimantation uniforme. Le déplacement discontinu de ces parois peut être mis en évidence par l'expérience de Barkhausen.

Manipulation :



A : aimant Ticonal en U

B : bobine cylindrique avec un noyau ferromagnétique

Amplificateur de puissance : gain préampli  $\rightarrow 100$

On déplace dans un premier temps l'aimant à proximité de la bobine sans son noyau. On ajuste alors le gain des graves pour éliminer les bruits de la membrane liés aux phénomènes d'induction que l'on provoque en bougeant l'aimant. On refait ensuite la même manipulation en plaçant le noyau ferromagnétique dans la bobine et on joue sur le filtre des aigus jusqu'à entendre des petits crépitements. Ceux-ci sont dus à l'aspect irrégulier et discontinu du déplacement des parois de Bloch. Les variations d'aimantation dans le noyau ferromagnétique dues au déplacement de l'aimant permanent font apparaître des f.é.m. induites très brèves dans la bobine (impulsions électriques), d'où un son haché.

### VII.4 Influence de la température

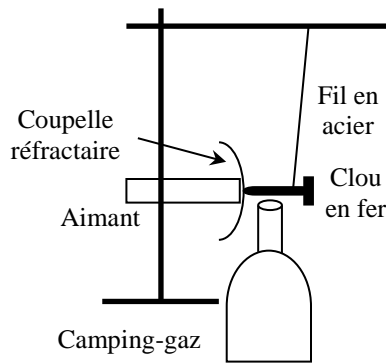
L'aimantation d'un matériau ferromagnétique décroît lorsqu'on augmente la température. Le ferromagnétisme disparaît au-dessus d'une certaine température  $T_C$  (température de Curie) variable selon les corps et le matériau devient alors paramagnétique. On peut mettre en évidence cette transition Ferro-Para avec le fer.

Manipulation :

[8], p. 326

[2], p. 215

On se contente d'une manipulation qualitative car la transition a lieu vers 800 °C, ce qui pose des problèmes pour mesurer la température (le capteur doit pouvoir supporter une telle valeur). On observe donc le comportement d'un clou en fer mis en présence d'un aimant lorsqu'on le chauffe.



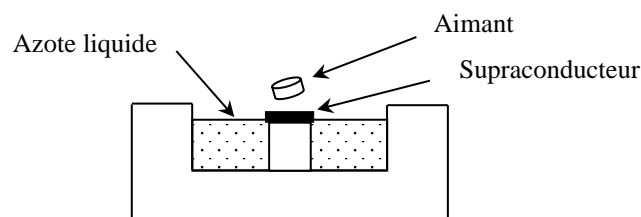
Le fer est ferromagnétique lorsque  $T < 770\text{ }^{\circ}\text{C} \rightarrow$  il est fortement attiré par les champs fort donc il se colle à l'aimant. Ce faisant, il se retrouve juste au-dessus de la flamme qui chauffe alors sa température. Le fer devient paramagnétique lorsque  $T = T_c = 770\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Il est encore attiré par l'aimant mais la force d'attraction vers l'aimant qu'il subit est très inférieure à celle qui existait lorsque le matériau était ferromagnétique (cf. valeur de  $\chi$ ). Elle n'est plus suffisante pour compenser le couple de rappel du au fil en acier et le clou se détache pour se remettre à la verticale du point de fixation du fil. Le clou se refroidit, il redevient ferromagnétique, se recolle à l'aimant et ainsi de suite (on a un oscillateur de relaxation).

## VIII COMPORTEMENT MAGNETIQUE D'UN SUPRACONDUCTEUR

La caractéristique la plus connue des supraconducteurs est le fait que leur conductivité est infinie en-dessous d'une certaine température critique  $T_c$ . Il en résulte que le champ électrique est nul dans le matériau. Une autre propriété qui distingue un supraconducteur d'un conducteur parfait est la nullité du champ magnétique  $B$  à l'intérieur du matériau, ce qui en fait un matériau diamagnétique parfait. Le fait qu'un champ magnétique ne puisse pas pénétrer dans le volume d'un supraconducteur a des conséquences étonnantes. La plus spectaculaire est la lévitation d'un aimant au-dessus de sa surface lorsqu'il est maintenu à une température inférieure à  $T_c$ .

### VIII.1 Manipulation

On utilise un matériel spécifique de chez Leybold. **L'aimant et le supraconducteur sont fragiles donc ils doivent manipulés avec précaution !**



On verse de l'azote liquide dans le récipient jusqu'à ce que le niveau affleure l'échantillon supraconducteur puis on pose l'aimant sur le supra. Il se met à léviter lorsque la température du supra est suffisamment basse. Si on laisse l'azote s'évaporer suffisamment longtemps, la lévitation disparaît car l'échantillon n'est plus assez froid. On met ainsi en évidence l'existence d'une température critique au-dessus de laquelle l'état supraconducteur disparaît. Il serait intéressant de mesurer l'évolution de la résistance de l'échantillon en cours de manipulation mais ce n'est pas possible avec le dispositif employé.

**VIII.2 Explications**

[7], chapitre 27

Comme on l'a signalé, un supraconducteur a pour propriété essentielle la répulsion des lignes de champ à l'extérieur du matériau (effet Meissner) qui conduit à avoir :

$$\boxed{\vec{B}_{int} = \vec{0}}$$

**VIII.2.1 Première conséquence**

La relation de continuité de la composante normale de  $B$  à la traversée d'une interface est donnée dans le cas général par la relation  $\vec{n}_{ext} \cdot (\vec{B}_{ext} - \vec{B}_{int}) = 0$ . Dans le cas d'un supraconducteur ( $\vec{B}_{int} = \vec{0}$ ), elle devient :

$$\boxed{\vec{n}_{ext} \cdot \vec{B}_{ext} = 0}$$

→ Les lignes de champ à l'extérieur du matériau sont tangentes à sa surface.

**VIII.2.2 Mise en présence avec un champ magnétique**

En présence d'un champ extérieur  $\vec{B}_0$ , le supraconducteur réagit en créant un champ  $\vec{B}_c$  permettant de réaliser la condition  $\vec{B}_{int} = \vec{0}$ . On a donc :

$$\vec{B}_0 + \vec{B}_{int} = \vec{0} \quad \text{Soit} \quad \boxed{\vec{B}_{c\,int} = -\vec{B}_0}$$

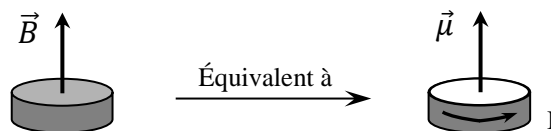
Pour ce faire, des courants surfaciques prennent naissance à la surface du matériau (dans un supra, les courants volumiques sont nuls ; cf. [7], p. 512). L'expression de ces courants s'obtient à partir de la relation de discontinuité de la composante tangentielle de  $B$  à l'interface supra-milieu extérieur :

$$\vec{n}_{ext} \wedge (\vec{B}_{ext} - \vec{B}_{int}) = \mu_0 \vec{J}_S \quad \rightarrow \quad \vec{J}_S = \frac{\vec{n}_{ext} \wedge \vec{B}_{ext}}{\mu_0}$$

Le produit vectoriel  $\vec{n}_{ext} \wedge \vec{B}_{ext}$  correspond à la composante tangentielle du champ ; c'est en accord avec le caractère surfacique des courants.

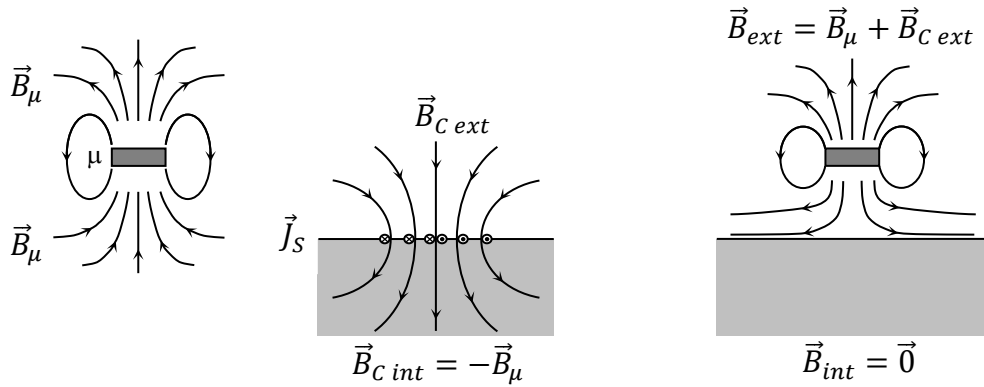
**VIII.2.3 Conséquence sur l'aimant**

L'aimant, de forme cylindrique, est aimanté perpendiculairement aux surfaces circulaires. Il est équivalent, comme source de champ extérieur, à une boucle de courant cylindrique :



Le moment dipolaire magnétique d'une telle boucle est  $\vec{\mu} = \vec{S} \cdot I$  ; le champ rayonné par un tel dipôle à l'allure suivante :





La force qui s'exerce sur l'aimant est celle que subit un dipôle magnétique dans un champ extérieur (cf. [10], p. 368) :

$$\vec{F} = \mu \frac{\partial \vec{B}_z}{\partial z} = \mu \frac{\partial B_{ext}}{\partial z} \vec{e}_z = \mu \frac{\partial (B_\mu + B_{C ext})}{\partial z} \vec{e}_z$$

C'est cette force qui compense le poids de l'aimant.

#### VIII.2.4 Remarques

Le champ magnétique à l'intérieur du matériau s'obtient toujours à partir de l'expression générale  $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ . Cette expression s'écrit dans le cas d'un supraconducteur :  $\vec{B}_{int} = \vec{0} = \mu_0(\vec{H}_{int} + \vec{M})$

$$\rightarrow \boxed{\vec{H}_{int} = -\vec{M}}$$

Comme  $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$  (cf. introduction), on a par conséquent  $\chi_m = -1$  et  $\mu = \mu_r = 0$ . D'un point de vue magnétique, un supraconducteur est donc un diamagnétique parfait.

Dans tout ce qui précède, on a parlé de matériau supraconducteur. Il est en fait plus juste de parler de **matériaux dans l'état supraconducteur**. L'état supraconducteur est, au sens thermodynamique, une phase dans lequel le matériau peut se trouver. Cet état n'est possible que si l'on respecte certaines conditions. Il faut se situer en dessous d'une certaine température critique  $T_C$  (valeur caractéristique du matériau considéré) et le matériau ne doit pas être en présence d'un champ magnétique  $B_0$  trop fort. En effet, l'expérience montre qu'en appliquant un champ magnétique  $B_0$  à un matériau supraconducteur maintenu à une température inférieure à la température  $T_C$ , on observe que le milieu retourne à son état normal dès que le champ est supérieur à une valeur critique  $B_C$  caractéristique du matériau considéré.

#### VIII.2.5 Quelques éléments de la théorie des supraconducteurs

L'explication

de la supraconductivité trouve son origine dans la mécanique quantique.

##### Supraconductivité à très basse température :

L'interprétation permettant d'expliquer la supraconductivité de certains métaux à très basse température repose sur le modèle BCS parce qu'élaborée en 1957 par Bardeen, Cooper et Schrieffer (ce qui leur valut le prix Nobel en 1972). Dans un conducteur ordinaire, le courant est transmis grâce au mouvement à travers le réseau d'électrons indépendants et tous dans des états différents. Ce sont des fermions. Ce mouvement peut être facilement freiné par des processus de collisions désordonnées entre le nuage d'électrons libres et les atomes du réseau, produisant ainsi l'effet Joule. La résistance électrique diminue lorsque la

température diminue parce que, dans ce cas, les atomes vibrent moins vite et sur des distances plus courtes. A température absolue nulle, la résistance d'un conducteur ne s'annule pas, car le mouvement du réseau ne s'annule pas, ce qu'explique la mécanique quantique. Il subsiste l'énergie-zéro ("zéro point energy"), qui entraîne notamment l'existence d'une résistivité résiduelle de l'ordre de  $0,02 \cdot 10^{-8} \Omega.m$ . Or la résistivité d'un supraconducteur est inférieure à  $10^{-25} \Omega.m$ . La supraconductivité est attribuée au pairage d'électrons se produisant à très basse température dans certains matériaux : le courant est transporté par des ensembles formés de deux électrons qui restent en relation l'un avec l'autre via les vibrations des atomes du matériau. Toutes les paires sont dans le même état (ce sont des bosons) : c'est cette cohérence qui empêche la dissipation d'énergie lorsque ces paires sont en mouvement. Cet appariement entre électrons peut s'expliquer de la façon suivante : lorsqu'un électron (négatif) se déplace à travers certains réseaux, ceux-ci (positifs) se déforment par attraction vers l'électron. Un autre électron, situé à distance adéquate, voit donc un accroissement de charges positives, ce qui l'attire et le "lie" en quelque sorte à l'électron cause de déformation. La distance entre électrons pairés, dite "longueur de cohérence", est grande par rapport aux dimensions du réseau : elle est de l'ordre de  $0,1 \mu m$  alors que la distance entre ions dans le réseau est de l'ordre de  $0,1 nm$ . On en arrive dès lors à ne plus considérer le mouvement des électrons mais bien des paires d'électrons ("paires de Cooper"). La supraconductivité apparaît lorsqu'il y a synchronisation entre les vibrations des atomes du réseau et le mouvement des paires, composées de deux électrons de spin et de moments opposés. Cette synchronisation n'est possible que dans le calme relatif existant à très basse température. Si la température augmente, l'énergie thermique rompt les liens de pairage, la synchronisation disparaît et le supraconducteur devient conducteur. Puisque le réseau contribue à la supraconductivité, il n'est pas étonnant de constater que ce ne sont pas les meilleurs conducteurs qui deviennent le plus facilement supraconducteurs. En effet, parmi les métaux supraconducteurs à très basse température, de l'ordre de quelques degrés Kelvin, on trouve notamment le mercure (c'est sur ce métal que l'effet a été découvert en 1911), l'aluminium, le plomb, le zinc et l'étain. Par contre le cuivre, l'or et l'argent ne sont pas supraconducteurs, même à  $0,1 K$ .

#### Supraconductivité à plus haute température :

En 1986 et 1987, A. Müller et G. Bednorz démontrent la supraconductivité à température plus élevée en faisant usage d'oxyde de terres rares dans un mélange lanthane, barium et cuivre. D'autres chercheurs obtiennent ensuite les mêmes propriétés par des oxydes d' $YBaCuO$ . La théorie expliquant la supraconductivité à très basse température dans les métaux, ne s'applique pas telle à ce type de matériaux. Il semble que la théorie explicative nécessite un modèle, déjà esquissé par Bardeen vers 1972, basé sur des couches conductrices entre lesquelles est intercalée une couche semi-conductrice, polarisable, qui produit une attraction entre paires d'électrons dans les couches conductrices. On pourrait dire qu'un électron polarise la couche semi-conductrice, un autre électron tirant avantage de la situation, afin d'obtenir une énergie plus faible lorsque les deux électrons sont au voisinage l'un de l'autre. Les agents interactifs dans la céramique sont des électrons manquants, c'est à dire des trous, créés par des électrons absents de la bande de valence, qui s'apparient et produisent ainsi l'état supraconducteur hautement ordonné. Ce type d'attraction serait suffisamment fort pour résister aux températures élevées.

## **IX APPLICATIONS**

Elles sont nombreuses (notamment pour les matériaux ferromagnétiques). On peut citer entre autre la fabrication d'aimants avec des matériaux durs, la réalisation de champs intenses dans l'air (cf. § III.2), la linéarisation des coefficients d'auto-inductance (cf. [4], p. 61), le chauffage par induction ([4], p. 491), la pince ampère métrique ([4], p. 503), l'adaptation d'impédance ([4], p. 501), ... La difficulté est de faire apparaître le rôle du matériau ferromagnétique. On présente deux idées de manipulation à titre indicatif mais des expériences intéressantes peuvent aussi être effectuées sur la pince ampère métrique (demander au professeur).

### IX.1 Force portante d'un électro-aimant

Cette manipulation spectaculaire illustre le principe des systèmes de levage (dans les casses par exemple).

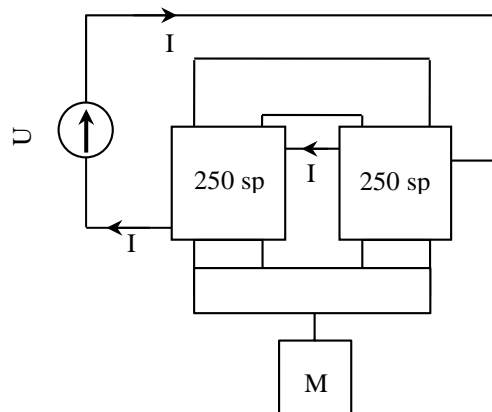
Montage :

[4], p. 151

Transformateur Leybold : en prendre un avec une carcasse de grande section (force portante plus importante). Le suspendre à une potence **solide** la tête en bas.

Alimentation : 30 V / 5 A continu

M = 5 kg



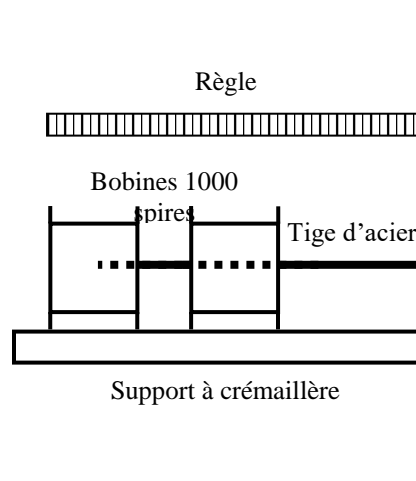
On alimente les bobines de 250 spires de façon à ce que leur champ s'ajoute et on mesure le courant passant dans les bobines à l'aide d'un multimètre (calibre 500 mA) pour. On maintient la pièce polaire collée au reste de la carcasse du transformateur et on augmente progressivement le courant **sans dépasser le courant que peut supporter le milliampèremètre** jusqu'à ce que la pièce polaire reste "attachée". On diminue ensuite progressivement le courant et on estime sa valeur minimum permettant le maintien de la pièce polaire et de la masse M. La force portante par unité de surface est donnée par la relation suivante (cf. [4]) :

$$F = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{\mu_r^2 N^2}{\ell^2} I^2$$

On pourrait être tenté de vérifier cette relation mais comme  $\mu_r$  dépend de l'excitation, cela s'avère difficile → cette manipulation est qualitative mais spectaculaire.

### IX.2 Réalisation de capteurs

Montage :



On alimente la première bobine (à droite sur le schéma) avec un signal sinusoïdal d'environ une centaine de Hz. On mesure avec un multimètre la tension aux bornes de la bobine exploratrice au fur et à mesure que la tige de fer à souder rentre dedans puis on trace une courbe d'étalonnage. On peut ensuite vérifier la reproductibilité et la sensibilité du système.

Bibliographie :

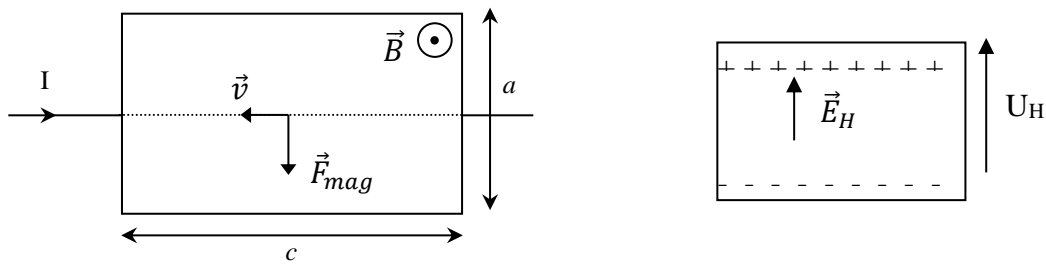
- [1] : Berty Fagot Martin : Electricité pratique, Tome I
- [2] : Quaranta : Dictionnaire de Physique, Tome II
- [3] : Quaranta : Dictionnaire de Physique, Tome III
- [4] : Quaranta : Dictionnaire de Physique, Tome IV
- [5] : Fleury Mathieu : Electrostatique, Courants continus, magnétisme
- [6] : Bertin Faroux Renault : Electromagnétisme 4
- [7] : Pérez : Electromagnétisme
- [8] : Bruhat : Thermodynamique
- [9] : John Taylor : Incertitudes et analyse des erreurs dans les mesures Physiques
- [10] : Berkeley : Tome 2

## ANNEXE : PRINCIPE DE LA SONDE A EFFET HALL

On fait passer un courant constant dans un barreau contenant des porteurs de charge ( $e^-$  ou trou), lequel est soumis à un champ magnétique. Il apparaît alors une d.d.p. sur les côtés latéraux que l'on mesure par un voltmètre à très haute impédance d'entrée.

On considère ici une conduction par  $e^-$  dans un barreau de dimensions  $a$ ,  $b$  et  $c$ . Les électrons circulant dans le barreau mis en présence du champ  $\vec{B}$  sont soumis à la force :

$$\vec{F}_{mag} = q\vec{v} \wedge \vec{B} = -|e|\vec{v} \wedge \vec{B} = Id\vec{l} \wedge \vec{B}$$



Elle tend à dévier les porteurs qui s'accumulent sur la face latérale du barreau (figure de droite). Il se crée alors un champ électrique donc une force à laquelle vont être soumis tous les porteurs de charge du barreau :

$$\vec{F}_{el} = q\vec{E}_H = N|e|\vec{E}_H$$

En régime permanent, les 2 forces se compensent :  $\|\vec{F}_{mag}\| = \|\vec{F}_{el}\|$

$$\rightarrow \|Id\vec{l} \wedge \vec{B}\| = N|e|\|\vec{E}_H\| \rightarrow I.c.B = N|e|\frac{U_H}{a}$$

$U_H$  se mesure avec un voltmètre à très haute impédance d'entrée pour qu'aucun courant latéral ne soit admis à circuler.

Remarque :

S'il n'existe qu'un type de porteurs,  $N$  correspond à la concentration en porteurs de charges. On peut l'exprimer à partir de la densité de porteur  $n$  (nombre d' $e^-$ / unité de volume). Si  $c$  est l'épaisseur du barreau, on a :

$$N = nabc \rightarrow IcB = naBc|e|\frac{U_H}{a} \quad \text{d'ou} \quad \boxed{U_H = \frac{IB}{nb|e|}}$$

S'il existe deux types de porteurs, la formule est plus compliquée car la mobilité des différents porteurs intervient (cf. montage semi-conducteur), mais les sondes utilisent des semi-conducteurs judicieusement dopés pour qu'à température ambiante, on n'ait à considérer qu'un seul type de porteurs. De plus, comme  $U_H$  est inversement proportionnel à la concentration, l'effet Hall est plus grand dans les semi-conducteur que dans les métaux.

