

# INDUCTION, AUTO-INDUCTION

## I INTRODUCTION

### I.1 L'induction

C'est un phénomène lié à la variation d'un champ magnétique dans un circuit. La variation de flux  $d\Phi$  de ce champ pendant la durée  $dt$  entraîne l'apparition d'une f.é.m.  $e = -d\Phi/dt$  (loi de Lenz-Faraday). Le circuit subissant l'effet est appelé induit, le champ magnétique le provoquant est appelé inducteur. Les phénomènes d'induction peuvent être classés en deux catégories (les effets pouvant se combiner) :

- le champ inducteur est statique ; le phénomène d'induction est lié au déplacement relatif de l'induit par rapport à l'inducteur ou à la déformation du circuit induit (induction de Lorentz).

- le circuit induit est fixe ; le phénomène d'induction est lié à une variation dans le temps du champ inducteur (induction de Neumann).

La f.é.m. induite peut être détectée directement aux bornes de la bobine en circuit ouvert ou par le courant induit  $i = e/R$  passant dans un circuit fermé de résistance  $R$ . Si la variation de flux dans le circuit induit est due à une variation d'intensité  $i$  pendant la durée  $dt$  dans le circuit inducteur, la f.é.m. d'induction a pour expression  $e = -M di/dt$  ou  $M$  est le coefficient d'inductance mutuelle entre les deux circuits (grandeur purement géométrique à  $\mu_0$  près).

### I.2 L'auto-induction

C'est un cas particulier du phénomène d'induction où un circuit électrique est à la fois inducteur et induit. Ce phénomène est aussi régi par la loi de Lenz – Faraday. Il se traduit par l'apparition d'une f.é.m. d'auto-induction liée à la variation du flux que le circuit s'envoie à travers lui-même :

$$e = - \frac{d\Phi_{propre}}{dt}$$

Si la variation de flux est due à une variation d'intensité  $i$  pendant la durée  $dt$ , la f.é.m. d'auto-induction a pour expression  $e = -L di/dt$  ou  $L$  est l'inductance propre du circuit. L'auto-induction a pour effet de retarder les variations de courant. Ainsi, à la fermeture du circuit, cette f.é.m. retarde l'établissement du régime permanent caractérisé par l'intensité  $I$ . L'énergie emmagasinée pendant ce régime transitoire est  $E = LI^2/2$ . A l'ouverture du circuit, la f.é.m. tend à prolonger le passage du courant et la bobine restitue l'énergie qu'elle avait emmagasinée.

### I.3 Conseil préliminaire avant de commencer les manipulations

Comme on vient de le rappeler, tout circuit électrique inductif s'oppose aux variations magnétiques qu'on lui fait subir. Il est **particulièrement important** de s'en rappeler lorsque l'on utilise des systèmes fortement inductifs et peu résistifs dans lesquels des courants importants circulent (transformateurs, moteurs, ... en pleine charge). Dans ce cas, de très fortes f.é.m. peuvent apparaître et endommager les circuits si on coupe brutalement l'alimentation. **Il est donc impératif de couper progressivement l'alimentation avec de tels systèmes.** Cette consigne est toujours valable mais c'est très gênant de faire une telle erreur lors de la présentation de ce montage car cela montre que l'on n'a pas vraiment compris les effets de l'auto-induction.

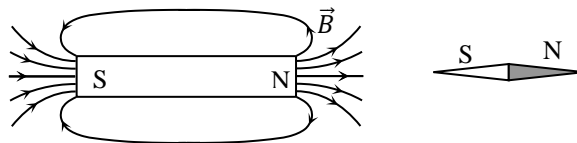
## II L'INDUCTION

### II.1 Mise en évidence du phénomène

On peut faire varier le flux  $\Phi = \vec{B} \cdot \vec{S}$  d'un champ magnétique  $\vec{B}$  à travers un circuit de surface  $S$  de nombreuses manières (cf. [4], p. 224 ou [10], p. 70) mais il est plus judicieux de limiter le nombre d'expériences qualitatives et exploiter au mieux celles que l'on présente. On propose ici de montrer la conséquence qu'à l'introduction d'un aimant dans une bobine.

#### II.1.1 Matériel

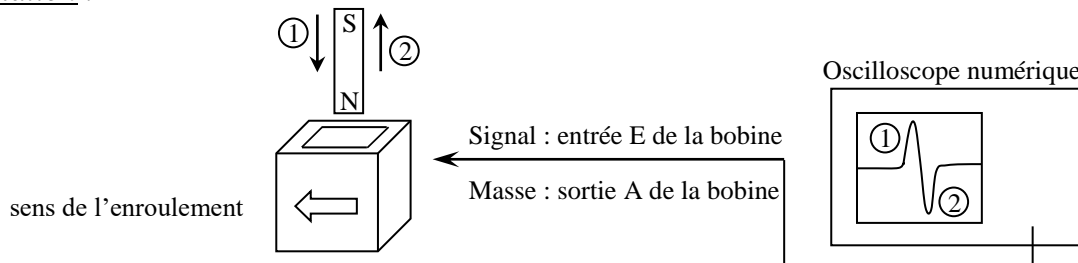
Il faut un aimant droit ou les pôles N et S sont connus (le pôle nord est, en général, peint en rouge). Si ce n'est pas le cas, on peut les déterminer avec une boussole :



Pour la bobine, on peut utiliser une bobine de transformateur démontable Leybold de 1000 spires. On conseille les anciens modèles (carcasse en Bakélite) car le sens de l'enroulement du bobinage est facile à repérer. C'est aussi possible avec les nouveaux modèles (carcasse plastique) si on a quelques notions d'allemand : le sens de l'enroulement est repéré par un schéma des deux côtés de la bobine. Ce sens correspond au parcours de la borne A (A : Anfang = début) vers la borne E (E : Ende = fin) de la bobine. Si on utilise ce type de bobine, on peut prendre une 5 000 ou 10 000 spires pour avoir un signal plus fort.

#### II.1.2 Vérification de la loi de Lenz

##### Manipulation :



On fait entrer et sortir brusquement l'aimant de la bobine et on observe le signal résultant à l'aide d'un oscilloscope permettant l'affichage du signal en mode Roll. Ce mode fait défiler le signal de la droite vers la gauche de l'écran sans temps de latence (pas de mise en mémoire préalable) et est donc bien adapté aux phénomènes lentement variables. On peut observer en temps réel l'évolution du signal et figer l'observation lorsqu'on entre l'aimant dans la bobine.

##### Analyse :

Le courant induit est converti en tension via la résistance d'entrée de l'oscilloscope. Le signal détecté est positif lorsqu'on entre le pôle Nord de l'aimant dans la bobine → le courant sort de E → il va dans le sens inverse de l'enroulement du bobinage → connaissant le sens de parcours du courant, on en déduit qu'il apparaît une face Nord sur la face supérieure de la bobine (règle de la main droite).

Le signal est négatif lorsqu'on retire le pôle Nord de l'aimant de la bobine → le courant part de E → il va dans le sens de l'enroulement du bobinage → connaissant le sens de parcours du courant, on en déduit qu'il apparaît une face Sud sur la face supérieure de la bobine.

Dans les deux cas de figure, l'effet s'oppose à la cause : le rapprochement du pôle Nord provoque la circulation d'un courant qui fait apparaître un pôle de même nature (effet répulsif) sur la face supérieure de la bobine. De même, il apparaît un pôle Sud sur la face supérieure de la bobine lorsque l'on éloigne le pôle Nord (la création d'un pôle Sud tendant à s'opposer à l'éloignement de la face Nord de l'aimant). On illustre ainsi le signe négatif de la loi de Lenz – Faraday : le sens du courant induit est tel qu'il tend, par ses effets, à s'opposer à la cause qui lui a donné naissance (loi de Lenz). On peut recommencer l'expérience avec le pôle Sud de l'aimant et les conclusions doivent être les mêmes.

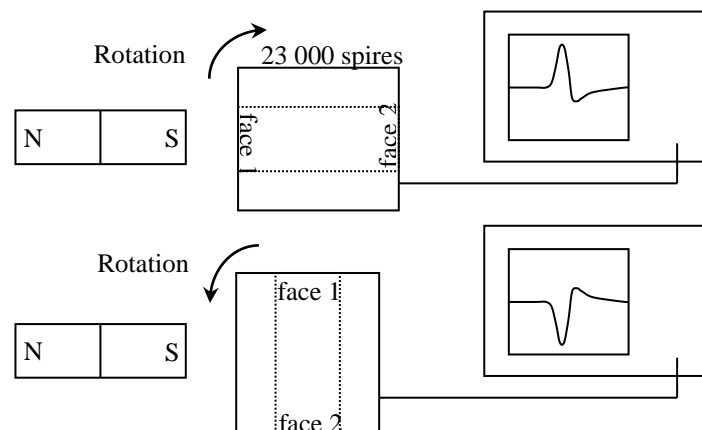
### II.1.3 Influence de la rapidité d'exécution

Même montage. On place l'aimant dans la bobine. Une fois positionné, le signal ne varie plus → le phénomène d'induction est lié au mouvement → ce n'est pas le flux qui compte mais sa variation. Si on entre ou on retire l'aimant plus ou moins rapidement, on s'aperçoit que l'amplitude de la f.é.m. induite est d'autant plus importante que l'on va rapidement. On montre ainsi qualitativement l'influence de la durée de la variation du flux sur la valeur de la f.é.m. ( $\epsilon$  varie en inverse de  $dt$ ).

### II.1.4 Autre expérience

On peut faire une manipulation sans avoir à créer de champ magnétique inducteur en se servant du champ magnétique terrestre. Sa valeur étant faible ( $\approx 50 \mu\text{T}$  pour le champ total), il faut une bobine avec un nombre de spires élevé. Une bobine Leybold de 23 000 spires fait l'affaire.

#### Manipulation 1 :

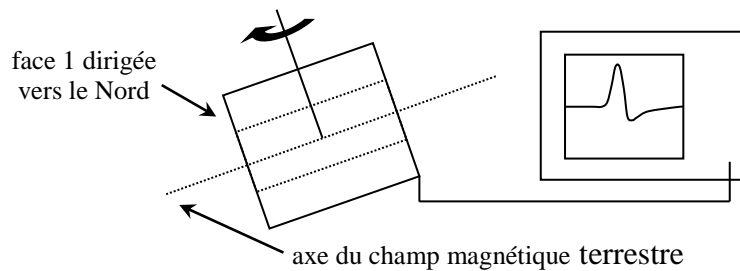


La détermination du sens de l'enroulement est délicate sur cette bobine car les entrées ne sont pas repérées sur les nouveaux modèles. Le plus simple est de noter le signe de la f.é.m. induite lorsqu'on approche ou on éloigne un pôle connu d'un aimant droit afin d'avoir un point de comparaison. On place l'aimant en orientant par exemple le pôle Sud du côté de la bobine. On relie celle-ci à l'oscilloscope via un câble coaxial pour avoir un signal le plus propre possible. On fait subir des rotations de  $90^\circ$  à la bobine (le schéma correspond à une vue de dessus) et on note le signe de la f.é.m. induite. On s'aperçoit dans notre exemple qu'elle est positive lorsque l'on éloigne la face 1 de la bobine du pôle Sud, et qu'elle est négative lorsqu'on rapproche cette face du pôle Sud. On peut refaire la même manipulation en mettant cette fois-ci le pôle Nord du côté de la bobine, les résultats doivent s'inverser. Le résultat dépend bien évidemment du sens de branchement de la bobine et de l'orientation des faces.

#### Manipulation 2 :

On recherche à l'aide d'une boussole la direction du champ magnétique terrestre. On place la bobine suivant l'axe du champ en dirigeant sa face 1 vers le pôle Nord (on conserve

l'orientation des faces et le branchement de la bobine de l'expérience 1). On incline la bobine vers le bas d'un angle d'environ  $60^\circ$  ( $\approx$  inclinaison du champ magnétique terrestre en France) :



Dans cette position, le flux du champ magnétique terrestre à travers la bobine est maximum. On tourne alors rapidement la bobine d'un quart de tour de façon à annuler ce flux et on note le signe f.é.m. induite. Le signe positif dans l'exemple choisi permet par comparaison avec l'expérience précédente d'en déduire la nature du pôle en vis à vis avec la face 1 et on trouve que le pôle Nord indiqué par la boussole est en fait un pôle Sud (cf. [4], p. 66-67, [5], p. 218 et [6], p. 52 pour plus d'explications). Lorsque la bobine est dans la direction de flux maximum ou minimum, une translation conservant ce flux ne doit faire apparaître aucune f.é.m.

## II.2 Vérification quantitative de la loi de Lenz

### II.2.1 Principe de l'expérience

[4], p. 227 ; [10], p. 70.

Cette manipulation classique utilise deux bobines. La première crée un champ magnétique inducteur  $B_1$  par l'intermédiaire d'un courant  $i_1$ . La seconde bobine, de diamètre plus petit, est insérée dans la première pour subir l'effet de  $B_1$ . La f.é.m. induite dans  $B_2$  s'exprime alors par la relation  $e_2 = -M di_1/dt$ . On excite  $B_1$  par un courant triangulaire  $i_1 = \pm kt \rightarrow$  si on peut considérer la bobine  $B_1$  comme un solénoïde infini, le champ magnétique à l'intérieur vaut  $B_1 = \mu_0 n_1 i_1 = \pm \mu_0 n_1 kt$  ( $n_1 = N_1/L_1 =$  nombre de spires par unité de longueur). Le flux de ce champ à travers la bobine  $B_2$  vaut  $\Phi = N_2 S_2 B_1$  et la f.é.m. induite aux bornes de  $B_2$  vaut  $e_2 = -d\Phi/dt = \mp \mu_0 N_2 S_2 n_1 k$ . La tension aux bornes de  $B_2$  a donc l'allure d'un carré, le signe du carré étant inversé par rapport au signe de la pente du signal triangulaire (loi de Lenz).

### II.2.2 Montage

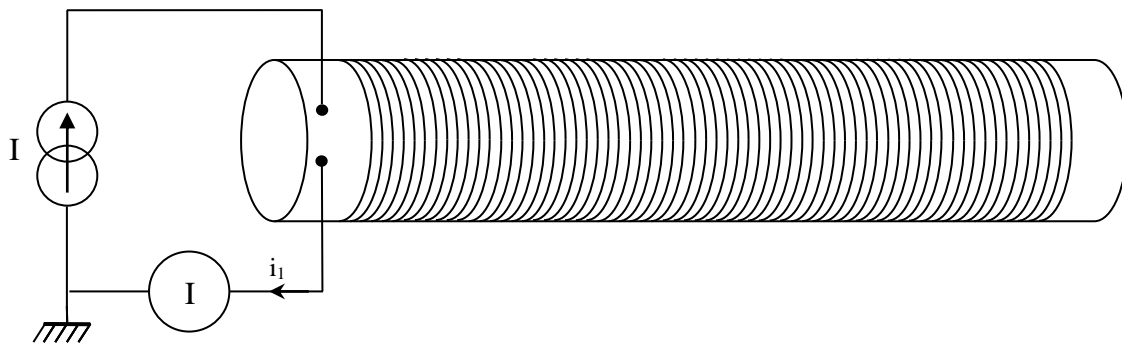
Le principe de l'expérience suppose un inducteur assimilable à un solénoïde infiniment long par rapport à l'induit donc il faut bien choisir les bobines pour que cette hypothèse soit valable. On trouve souvent ce type de produit dans les collections d'enseignement pour illustrer le phénomène d'induction :



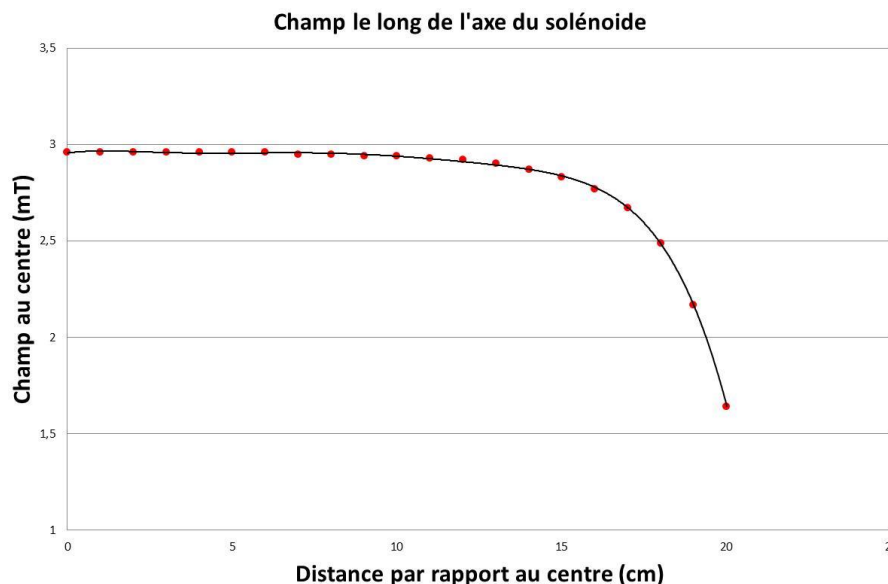
On le déconseille pour une vérification quantitative du phénomène car le rapport diamètre/longueur de la bobine inductrice et le fait que les deux enroulements aient la même longueur ne permet pas de supposer que la bobine  $B_2$  subisse un champ  $B_1$  créé par un solénoïde infiniment long. On utilise ici comme inducteur un solénoïde Jeulin référence 292 012 de rayon  $R_1 = 2,5$  cm, longueur  $L_1 = 40,5$  cm et  $N_1 = 200$  spires. La bobine  $B_2$  est quant à elle constituée de  $N_2 = 135$  spires de rayon  $R_2 = 2$  cm enroulées sur une longueur  $L_2 = 7,5$  cm.

### Manipulation 1 :

On peut éventuellement vérifier si le champ magnétique à l'intérieur du solénoïde peut être décrit par la relation  $B_1 = \mu_0 n_1 i_1$ . La valeur de  $\mu_0$  étant faible, il faut un courant suffisamment fort pour que le champ magnétique soit mesurable par un teslamètre courant donc on utilise une alimentation continue de puissance réglée en générateur de courant.



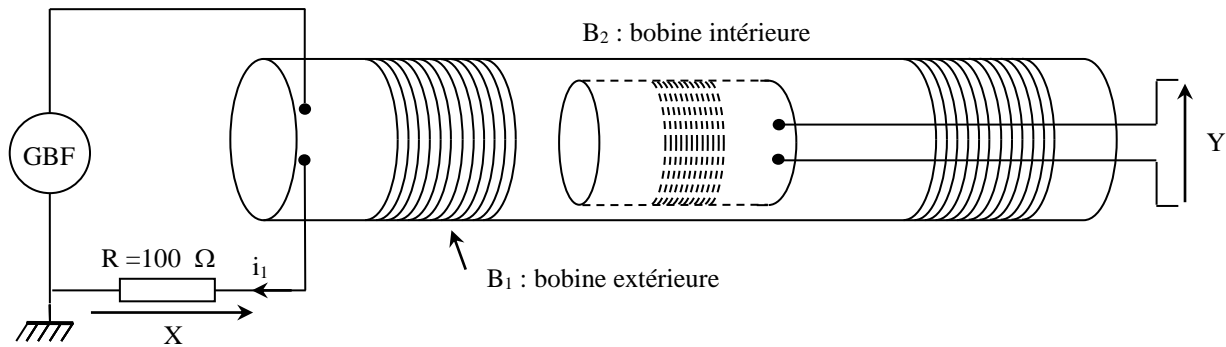
Voici à titre indicatif le résultat d'une série de mesure du champ magnétique au centre du solénoïde en partant du milieu jusqu'à une de ses extrémités pour un courant  $i_1 = 4,8$  A (le solénoïde peut supporter jusqu'à 7 A mais sur une durée limitée) :



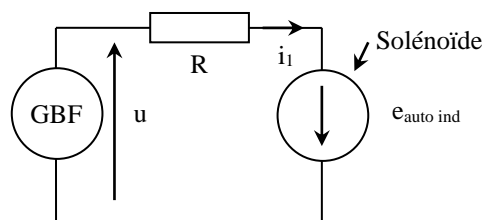
Le champ attendu calculé par la relation  $B_1 = \mu_0 n_1 i_1$  est de 2,98 mT et c'est ce que l'on obtient dans une zone s'étendant jusqu'à environ 10 cm en partant du centre. Notre bobine  $B_2$  mesurant seulement 7,5 cm de long, il n'y a donc pas de problème si on la place au milieu du solénoïde.

### Manipulation 2 :

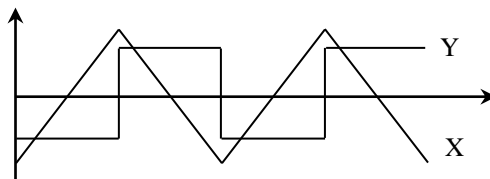
On place la bobine  $B_2$  au centre du solénoïde et on remplace l'alimentation continue par un GBF en signal triangulaire.



La résistance  $R$  ajoutée permet d'observer à l'oscilloscope une image du courant  $i_1$  dans l'inducteur ( $X = Ri_1$ ). Elle transforme aussi le GBF en générateur de courant car c'est cette grandeur qu'il faut maîtriser puisqu'elle est la source du champ magnétique. Or le solénoïde a par nature un caractère auto inductif qui peut modifier l'allure du courant (principalement lors des changements de pente de la tension triangulaire délivrée par le GBF). La résistance  $R$  permet d'atténuer ce phénomène si la chute ohmique à ses bornes est très supérieure au caractère auto inductif de la bobine :



On a en effet  $u = R \cdot i_1 - e_{auto\ ind} \approx Ri_1$  si  $Ri_1 \gg e_{auto\ ind} \rightarrow$  le courant est triangulaire si la tension l'est. La valeur de  $R$  dépend de la bobine utilisée et des fréquences explorées. Une valeur de  $100\ \Omega$  proposée ici est suffisante pour négliger l'influence du solénoïde sur la forme du courant autour de  $1000\ \text{Hz}$  et elle n'est pas trop forte pour éviter de diminuer trop fortement l'intensité du champ magnétique créé. La f.é.m. induite en  $Y$  est malgré tout assez faible et il vaut mieux utiliser un câble coaxial pour l'observer sur un oscilloscope afin de limiter le bruit et les perturbations. On obtient alors un oscillogramme ayant approximativement la forme suivante :

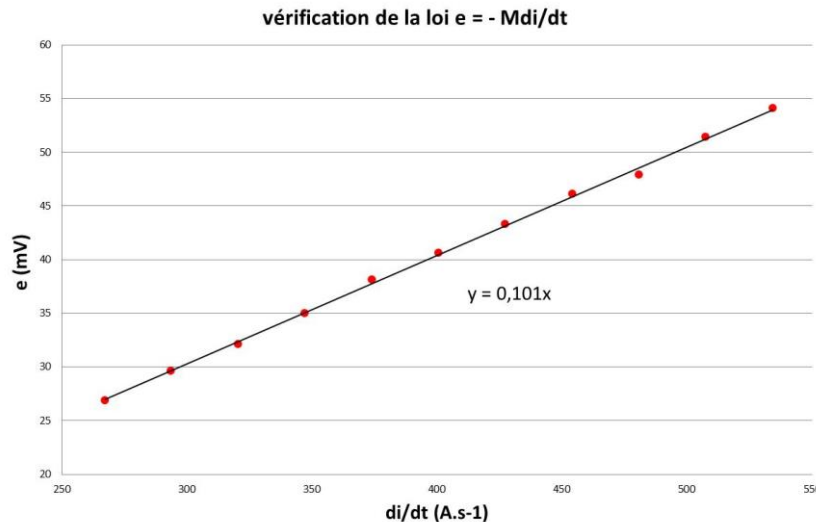


Ce résultat est conforme aux prévisions : la f.é.m. induite est un signal carré. Elle est négative lorsque la pente du triangle est positive et vice versa (loi de Lenz). Si ce n'est pas le cas, il suffit d'inverser le sens de branchement d'une des bobines pour obtenir le résultat souhaité. On peut en toute rigueur justifier le sens du branchement permettant d'obtenir le bon résultat mais c'est délicat car il faut tenir compte du sens d'enroulement des deux bobines, du sens de leur branchement, de la convention récepteur pour la résistance  $R$  et de la convention générateur pour la f.é.m. qui apparaît dans  $B_2$ . Il y a donc de nombreuses sources d'erreurs possibles dans cette analyse et il faut une bonne maîtrise du sujet pour justifier de façon claire et rigoureuse le sens correct des branchements.

### Mesures :

On peut mesurer la f.é.m. à l'aide des curseurs de l'oscilloscope. La valeur crête-crête de  $Y$  vaut alors  $2e_2$ . Il faut aussi mesurer la pente de  $X$  pour avoir une image de  $di_1/dt$  ( $X = Ri_1$ ). Une astuce pour le faire rapidement consiste à utiliser la fonction de mesure « temps de montée » ou « temps de descente » de l'oscilloscope car elle cale automatiquement les curseurs sur le signal et il suffit ensuite de réactiver les curseurs pour obtenir  $\Delta X$  et  $\Delta t$ . Voici à titre indicatif le résultat d'une

série de mesure effectuée entre 1 et 2 kHz :



On a bien une relation linéaire entre la f.é.m. induite et  $di_1/dt$ . La pente de la régression correspond au coefficient d'inductance mutuelle entre les deux bobines et il vaut ici  $M = 101 \mu H$ . On peut comparer ce résultat avec l'expression théorique de  $M$  obtenue avec l'hypothèse du solénoïde infini pour  $B_1$  :

$$M = \mu_0 N_2 S_2 n_1 = 105 \mu H$$

L'écart entre la valeur calculée et la valeur mesurée est de 4 %. Pour information, la manipulation a été testée avec le jeu de bobines indiqué au début de ce paragraphe (dispositif Jeulin 292 023). On a obtenu une droite de coefficient directeur  $M = 0,83 \text{ mT}$  pour une valeur attendue de  $1,18 \text{ mT}$ , soit un écart d'environ 30 %.

### II.3 Autre manipulation possible

On peut aussi vérifier la loi de Lenz en plongeant une bobine de  $N$  spires de surface  $S$  dans un champ magnétique alternatif sinusoïdal. Dans ce cas, la f.é.m. induite vaut :

$$e = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(NSB_0 \cos \omega t)}{dt} = NS\omega B_0 \sin \omega t$$

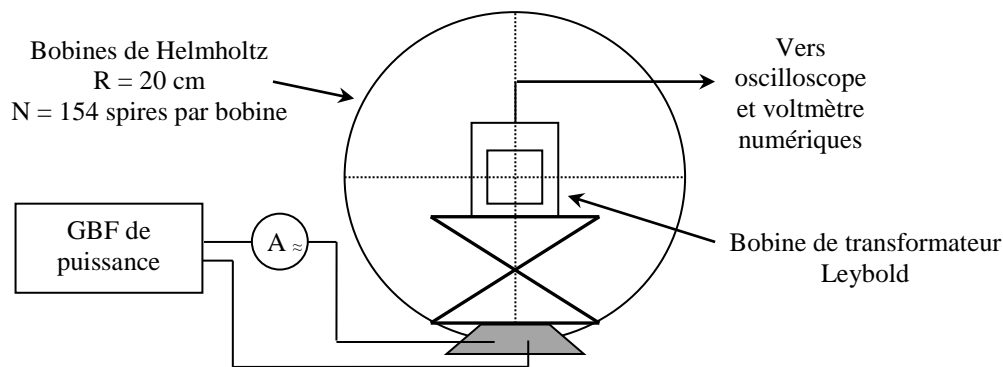
Soit, en valeur efficace :

$$e_{eff} = NS\omega B_{eff}$$

→ la f.é.m. induite est proportionnelle à la surface totale  $NS$  de la bobine, à l'intensité du champ magnétique ainsi qu'à sa fréquence. Le montage suivant permet au choix de montrer la dépendance de  $e$  en  $NS$ ,  $B_{eff}$  ou  $\omega$ .

#### II.3.1 Montage

Les bobines subissant le phénomène d'induction sont des bobines de transformateur démontable type Leybold. L'estimation de leur surface est délicate mais elles permettent de changer le nombre de spires (il vaut mieux prendre un enroulement plus facile à analyser si on ne souhaite pas faire varier  $N$ ). Pour vérifier quantitativement la loi de Lenz, il faut créer un champ magnétique constant dans une zone suffisamment grande par rapport à leur taille. Pour ce faire, on utilise une grande paire de bobines de Helmholtz (bobines parallèles entre elles, distantes de leur rayon  $R$  et parcourues par un courant de même intensité et de même sens).



Dans cette configuration, les champs magnétiques s'ajoutent et le champ au centre des bobines vaut (cf. [4], p. 274) :

$$B(0) = \frac{8}{5\sqrt{5}} \frac{\mu_0 N I}{R}$$

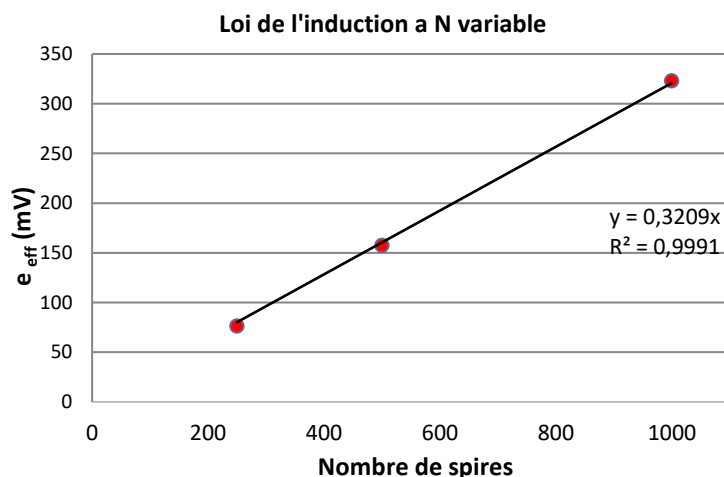
Le champ créé étant généralement faible, il faut utiliser un GBF de puissance ou un GBF classique suivi d'un amplificateur de puissance pour envoyer le plus de courant possible.

#### Réglages :

On place une bobine Leybold de 1000 spires reliée à un oscilloscope au centre des bobines de Helmholtz. Le dispositif servant à ajuster sa position ne doit pas comporter de pièces ferromagnétiques afin d'éviter de perturber les lignes de champ magnétique (élevateur en aluminium par exemple). On alimente les bobines de Helmholtz avec le GBF de puissance ( $f \approx 100$  Hz). On augmente progressivement la tension appliquée tout en observant le signal aux bornes de la bobine Leybold. Si on ne voit rien, c'est que les bobines de Helmholtz sont probablement branchées en opposition (cf. [4], p. 275) et il faut inverser un des branchements. Une fois que les connexions sont correctes, on peut vérifier avec un teslamètre que le champ magnétique créé au niveau de la bobine est pratiquement constant (attention, le champ est alternatif). On peut alors comparer sa valeur à celle calculée par l'expression de  $B(0)$  ci-dessus (attention :  $N$  est le nombre de spires dans une bobine et comme le courant mesuré est alternatif, on obtient la valeur efficace de  $B$ ).

### II.3.2 La f.é.m. induite est proportionnelle à $NS$

On prend des bobines avec un nombre de spires différent  $\rightarrow$  la proportionnalité à  $NS$  sera vérifiée si la section moyenne des spires est la même. Une observation visuelle des bobines de 250, 500 et 1000 spires montre qu'elles ont des sections assez comparables. On a estimé la surface moyenne des spires à un carré de 6 cm de côté. Voici à titre indicatif le résultat d'une série de mesure effectuée à 120 Hz avec un courant  $I_{\text{eff}} = 180$  mA dans les bobines ( $\rightarrow B_{\text{eff}} = 125 \mu\text{T}$ ) :

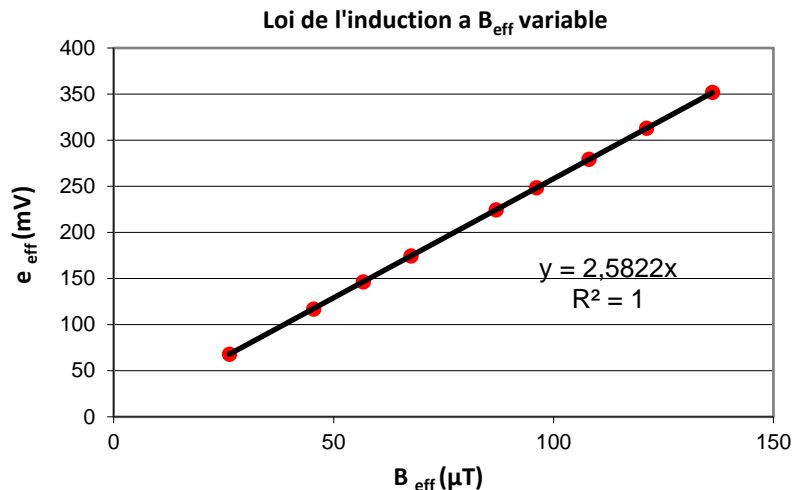




La proportionnalité entre la f.é.m. induite dans la bobine et le nombre de spires est relativement bien vérifiée malgré l'approximation assez grossière faite sur l'égalité des surfaces des spires. On peut comparer le coefficient directeur obtenu au calcul de  $S\omega B_{eff}$  dans les conditions de l'expérience avec une section estimée à  $6 \text{ cm}^2$ . On obtient alors un coefficient directeur de 0,339 (avec la f.é.m. en mV) soit un écart de 5,5 % assez raisonnable vu la difficulté à estimer  $S$ .

### II.3.3 La f.é.m. induite est proportionnelle à $B_{eff}$

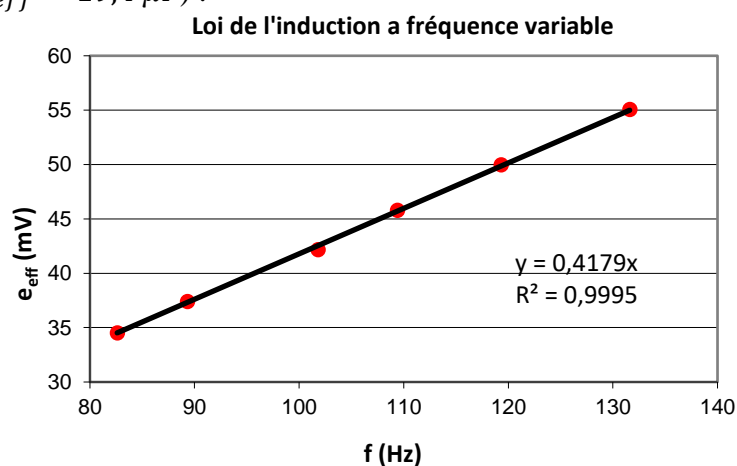
On mesure cette fois ci la f.é.m. induite dans une bobine de 1000 spires à fréquence constante lorsqu'on modifie l'intensité du courant  $I_{eff}$  (donc  $B_{eff}$ ) délivrée par le GBF. Voici à titre indicatif le résultat d'une série de mesure effectuée à 119 Hz :



La relation de proportionnalité est bien vérifiée. Là encore, le coefficient directeur obtenu (2,58) est assez proche de la valeur  $NS\omega = 2,69$  calculée dans les conditions de l'expérience avec  $S = 6 \text{ cm}^2$ .

### II.3.4 La f.é.m. induite est proportionnelle à la fréquence

Le montage doit être modifié car il faut pouvoir changer la fréquence sans modifier  $B_{eff}$ , donc sans changer le courant délivré par le GBF. Or, celui-ci délivre une tension constante et ce sont les bobines qui imposent le courant avec un terme en  $L\omega$  dans leur impédance  $\rightarrow$  ce terme doit être négligeable dans l'impédance totale du circuit. On peut y parvenir en rajoutant une résistance en série comme dans la manipulation 2 du § II.2.2. Une résistance de  $200 \Omega$  convient au montage proposé ici dans une gamme restreinte de fréquences autour de 100 Hz. On mesure alors la f.é.m. induite dans la bobine de 1000 spires pour différentes fréquences en vérifiant que le courant délivré par le GBF reste constant. Voici à titre indicatif le résultat d'une série de mesure effectuée avec un courant  $I_{eff} = 28 \text{ mA}$  ( $\rightarrow B_{eff} = 19,4 \mu T$ ) :



L'excursion en fréquence des mesures est assez faible mais cela était nécessaire pour conserver un courant constant avec les éléments choisis. Dans ces conditions, la relation de proportionnalité entre la f.é.m. et la fréquence est vérifiée et le coefficient directeur obtenu par la régression linéaire est proche de la valeur  $NS2\pi B_{eff} = 0,439$  calculée dans les conditions de l'expérience avec  $S = 6 \text{ cm}^2$  (on obtient 0,424 avec la section calculée au § II.2.2).

### III L'AUTO INDUCTION

#### III.1 Mise en évidence du phénomène

Les manipulations suivantes illustrent qualitativement les propriétés du phénomène d'auto induction.

##### III.1.1 Étincelle de rupture

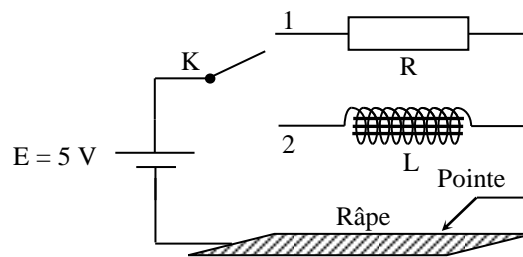
[4], p.38

L'expérience suivante montre la différence de comportement entre un rhéostat et une self lors de brusques variations de courant :

R : rhéostat  $10 \Omega$  (pas d'AOIP !)

L : bobine  $1.1 \text{ H}$ ,  $10 \Omega$  avec noyau

E : alimentation de puissance



Il suffit de regarder ce qu'il se passe lorsqu'on déplace la pointe sur la râpe. On n'observe rien de particulier lorsque l'interrupteur est relié à la résistance alors qu'il y a des étincelles au niveau de la pointe lorsqu'elle est reliée à la self. Ces étincelles sont créées par la f.é.m. d'auto-induction due à la variation très rapide du courant  $i$  lorsque l'on passe d'une crête à l'autre sur la râpe. Si cette f.é.m. est suffisamment importante, elle ionise l'air entre la pointe et la crête (claquage diélectrique par haute tension) d'où le choix d'une self à noyau pour avoir un effet fort.

##### III.1.2 Retard à l'établissement d'un courant

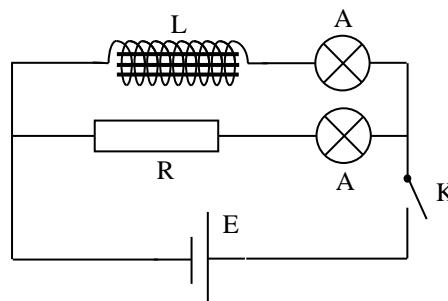
[4], p.40

**La réussite de cette expérience dépend beaucoup du choix des ampoules et de la self.**

E : alimentation de puissance utilisée en générateur de tension

R : rhéostat  $10 \Omega$

A : ampoules identiques

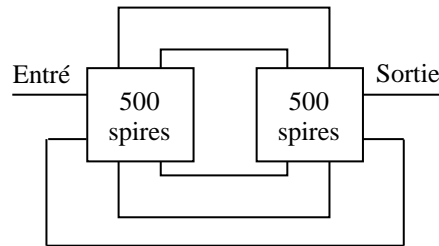


Ampoules :

Il faut des ampoules pour lampe de poche avec une **résistance à froid la plus faible possible** pour avoir une constante de temps élevée. Une résistance de l'ordre de  $1 \Omega$  convient bien mais si les ampoules ont une résistance à froid de  $10 \Omega$  ou plus, la manipulation est peu convaincante (on peut faire l'expérience avec les deux types d'ampoules pour constater la différence).

Self :

L'inductance doit être forte et avec la plus faible résistance possible pour avoir une constante de temps élevée. On peut prendre une bobine à noyau de fer doux ( $L \approx 1 \text{ H}$ ,  $R \approx 10 \Omega$ ) mais on peut faire mieux avec un transformateur démontable type Leybold :



Il faut brancher les bobines en série pour que leurs effets s'ajoutent (on s'en rend compte lors de la manip : s'il n'y a pas de différence notable entre les deux ampoules, il suffit d'inverser les branchements sur une des bobines). Ce dispositif permet d'obtenir une inductance très forte (sa valeur dépend du courant) avec une résistance d'environ  $5 \Omega$ .

Manipulation :

On mesure à l'ohmmètre la résistance de la self et on ajuste celle du rhéostat à la même valeur. On ferme K et on ajuste la tension de l'alimentation jusqu'à ce que les ampoules brillent normalement. On regarde alors ce qui se passe lorsqu'on ouvre ou on ferme l'interrupteur.

Lorsqu'on ferme K, l'ampoule  $L_1$  s'allume instantanément tandis que  $L_2$  s'allume avec un certain retard. Ce retard est d'autant plus grand que  $L$  est élevé et  $R$  faible. On peut le montrer en remplaçant la self réalisée à partir du transformateur par une self à noyau  $1,1 \text{ H } 10 \Omega$  ou en prenant des ampoules plus résistives. A l'ouverture de K, il n'y a pas de différence notable.

Explication :

La réponse d'un circuit RL à un échelon de tension est régie par l'équation suivante (cf. [2], p. 25) :

$$i(t) = \frac{E}{R_T} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{R_T}{L}t\right) \right]$$

Ce régime transitoire est caractérisé par la constante de temps  $\tau = L/R_T$  avec  $R_T$  la résistance totale du circuit considéré. A la fermeture de K, un courant doit circuler dans la branche L/A et comme l'ampoule est froide initialement, sa résistance est minimale donc  $\tau_F = L(R_L + r_{A \min})$  est maximum. Lorsqu'on ouvre K, la self doit évacuer l'énergie accumulée et le courant circule dans les deux branches L/A et R/A. On a donc  $\tau_O = L(R + R_L + 2r_A)$  avec  $r_A$  maximum puisque les ampoules sont chaudes (cf. [7], p. 105). La constante de temps est donc beaucoup plus faible qu'à la fermeture.

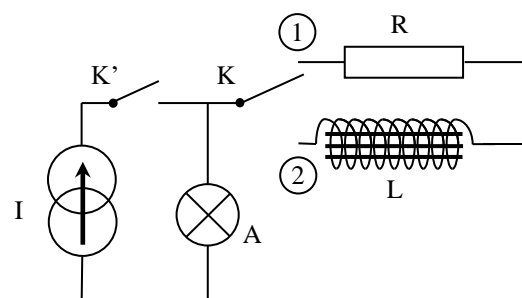
III.1.3 Surtension à l'ouverture d'un circuit

[4], p. 39

E : alimentation de puissance utilisée en générateur de courant (**calibre 1 A !**)

R : rhéostat  $10 \Omega$  (**pas d'AOIP !**)

L : Self à noyaux amovible  $1,1 \text{ H } 10 \Omega$



La réussite de cette expérience dépend encore beaucoup du choix de l'ampoule A. **Sa résistance à froid ne soit pas trop faible** cette fois-ci sinon la majeure partie du courant circule dans l'ampoule donc la self n'emmagasine que peu d'énergie et la surtension est peu visible. Une résistance à froid de l'ordre de l'ohm ne convient pas. Il faut une résistance de  $10\ \Omega$  ou un peu plus (on peut faire l'expérience avec les deux types d'ampoules pour constater la différence).

### Manipulation :

On mesure la résistance de la self à l'ohmmètre et on ajuste celle du rhéostat R à la même valeur. On ferme K sur R (position 1). On ferme K' et on ajuste le courant de l'alimentation pour que l'ampoule **brille faiblement**. On ouvre K' → l'ampoule s'éteint « normalement ».

On passe K en position 2. On ferme K' puis on l'ouvre → l'ampoule émet un vif éclat dû à l'apparition de la f.é.m. induite  $e_L = -L\Delta I/\Delta t$ . On peut mettre en évidence l'influence de L et  $\Delta I$  sur la surtension en faisant varier L (avec le noyau plongeur) à courant constant et en faisant varier  $\Delta I$  à L constant. Dans ce dernier cas, il faut modifier le courant **dans des proportions raisonnables** pour ne pas griller l'ampoule à l'ouverture ! Le courant à considérer alors n'est pas celui affiché par l'alimentation (qui circule dans L et la lampe) mais celui qui circule dans la bobine (à mesurer avec un ampèremètre).

## III.2 Caractérisation de la f.é.m. d'auto-induction

On propose deux manipulations.

La deuxième reprend le principe de la manipulation du § II.2. La première utilise une méthode différente où le caractère dérivateur de courant de la bobine apparaît moins clairement mais elle met cependant en évidence l'opposition à l'arrêt du courant et peut aussi servir à calculer l'énergie stockée dans la bobine (§ III.3).

### III.2.1 Expérience 1

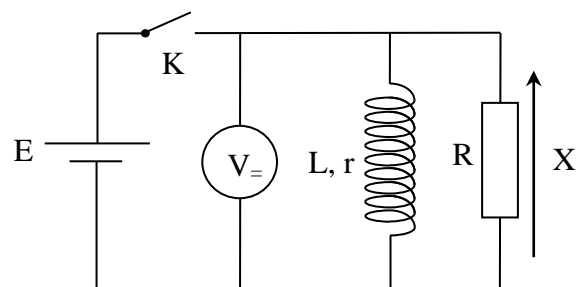
On vérifie quantitativement la loi de Lenz pour l'auto induction par l'étude du régime transitoire quand on coupe le courant circulant dans une bobine.

#### Montage :

E = alimentation de puissance (quelques volts)

R : résistance de puissance non inductive  $\approx 10\ \Omega$

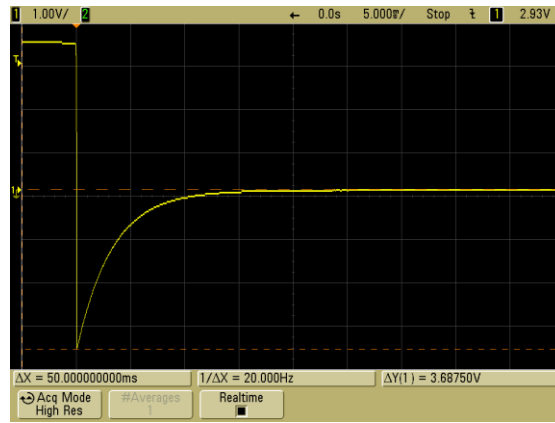
L : self de puissance 1 H,  $10\ \Omega$  **sans noyau**



L'interrupteur doit être de bonne qualité pour minimiser les transitoires parasites lors de son ouverture. Les valeurs proposées pour la résistance et la self permettent d'avoir une constante de temps  $L/R_T$  assez grande qui limite aussi cette influence. Le circuit étant faiblement résistif, il faut travailler avec des composants de puissance (pas de composants étalons type AOIP !). Le noyau ferromagnétique de la self doit être enlevé pour que ses paramètres L, r soient mieux définis. Il faut donc les mesurer sans le noyau à l'aide d'un RLC mètre.

#### Vérification de la loi de Lenz :

Il s'agit de montrer que la f.é.m. auto induite dans la bobine tend à s'opposer à l'arrêt du courant qui circule en son sein. On ouvre l'interrupteur K et on observe le signal X aux bornes de la résistance. On utilise ici un oscilloscope en déclenchement mono coup mais on peut aussi se servir d'un système d'acquisition type Latis Pro (c'est d'ailleurs préférable si on souhaite faire l'étude énergétique) :



On constate que le signal aux bornes de la résistance passe par des valeurs négatives avant de s'annuler. Ce comportement est une conséquence de la loi de Lenz.

### Explication :

Lorsque l'interrupteur K est fermé, le générateur  $E$  débite instantanément un courant  $I' = E/R$  dans la résistance  $R$  et un courant  $I = E/r$  en régime permanent dans la bobine (cf. figure 1). Lorsqu'on ouvre K, le courant  $I'$  s'arrête immédiatement. Le courant  $i(t)$  circulant dans la bobine ne s'arrête tout de suite par contre car la loi de Lenz indique que la bobine va essayer de s'y opposer par l'apparition d'une f.é.m. tendant à prolonger le courant initialement présent :

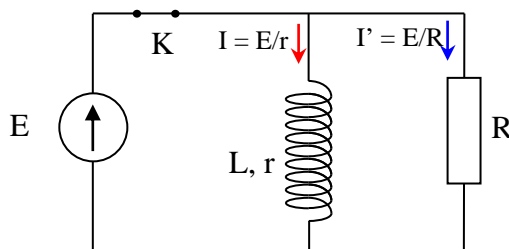


Figure 1  
K fermé, régime permanent

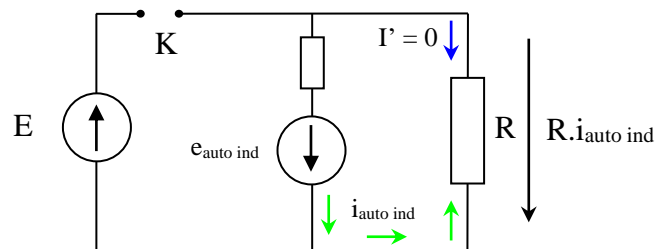


Figure 2  
Ouverture de K

Le courant auto induit  $i_{auto\ ind}$  circule donc dans le sens qui était celui de  $I$ . Comme K est ouvert, il ne peut circuler que dans R avec le sens indiqué en figure 2. On en déduit le sens de la tension  $Ri_{auto\ ind}$  aux bornes de la résistance  $R$  en respectant la convention récepteur. Cette tension est dans le sens opposé de la prise de mesure du signal X  $\rightarrow$  la tension observée sur l'oscilloscope doit donc être négative  $\rightarrow$  le signe négatif de la tension X est une preuve indirecte de la Loi de Lenz : la bobine réagit à l'arrêt du courant  $I$  circulant en son sein en générant un courant  $i_{auto\ ind}$  qui tend à s'opposer à l'arrêt de  $I$ .

### Mesures

L'étude quantitative du régime transitoire permet de vérifier la loi de l'auto induction. Si on suppose que la f.é.m. est donnée par la relation  $e_{auto\ ind} = -Ldi/dt$ , l'équation électrique du circuit lorsqu'on ouvre K est :

$$e_{auto\ ind} - (R + r)i = 0$$

$$\rightarrow L \frac{di}{dt} + (R + r)i = 0 \quad \rightarrow \quad \int_{i_0}^{i(t)} \frac{di}{i} = -\frac{R + r}{L} \int_0^t dt \quad \rightarrow \quad i = i_0 e^{-\frac{R+r}{L}t}$$

$i_0$  correspond au courant circulant dans la bobine lorsqu'on ouvre K et il vaut  $I = E/r$  à cet instant. L'évolution de  $u_R$  doit donc vérifier la relation suivante (le signe  $-$  est lié au sens de branchement de l'oscilloscope par rapport au sens du courant induit) :

$$u_R(t) = -R.i(t) = -\frac{R}{r}Ee^{-\frac{R+r}{L}t}$$

Et sa valeur initiale lorsqu'on ouvre K vaut :

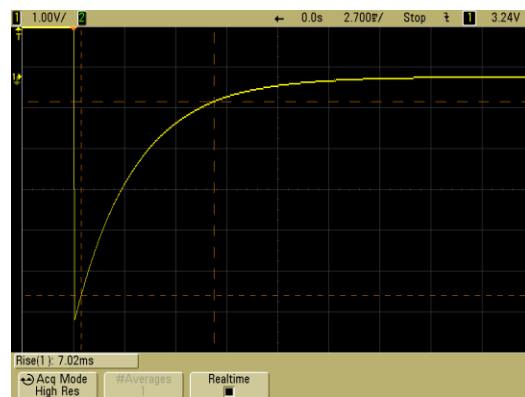
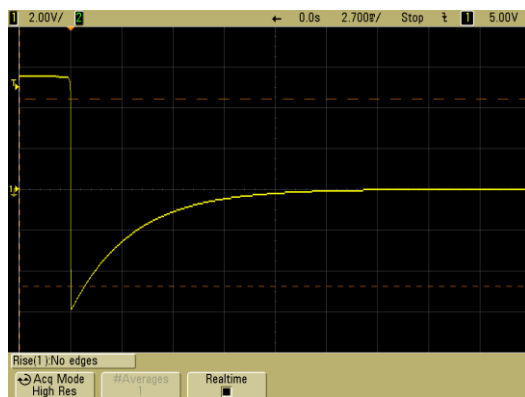
$$u_R(0) = -\frac{R}{r}E$$

On peut mesurer cette valeur pour différentes valeurs de E et comparer au résultat attendu (on peut aussi travailler à E constant et faire varier R). Voici à titre indicatif le résultat d'une série de mesure avec une résistance  $R = 10,48 \Omega$  et une bobine ayant une résistance  $r = 9,69 \Omega$  :

E (V)	1,98	3,42	4,84
$u_R(0)$ mesurée (V)	2,12	3,69	5,18
$u_R(0)$ calculée (V)	2,13	3,69	5,22

On peut aussi déterminer la valeur de l'inductance L de la bobine en mesurant le temps de réponse du circuit. C'est assez facile et rapide à faire avec les mesures automatiques des oscilloscopes numériques. On peut utiliser la fonction « RISE TIME » qui mesure le temps mis par le signal partant de sa valeur initiale pour passer de 10 % à 90 % de sa valeur finale. Un calcul rapide pour la loi exponentielle montre que ce temps vaut :

$$\Delta t = t_{90\%} - t_{10\%} = \frac{L}{R+r} \ln 9$$



Pour que la fonction Rise Time mesure ce temps, il faut enlever de l'écran la partie du signal antérieure à l'ouverture de l'interrupteur sinon l'oscilloscope tente (sans succès) la mesure sur le front très raide du passage  $E \rightarrow u_R(0)$  (cf. oscillogramme de gauche). Pour remédier au problème, il suffit de prendre un calibre vertical plus sensible et/ou décaler la courbe afin de n'avoir que la partie négative du signal sur l'écran (cf. oscillogramme de droite). On peut alors en déduire L connaissant R et r. Avec les valeurs de l'expérience ( $R = 10,48 \Omega$ ,  $r = 9,69 \Omega$ ) on a obtenu un Rise Time de 7,02 ms en décalant la base de temps de l'oscilloscope pour optimiser la mesure, soit une inductance  $L = 64,4 \text{ mH}$  pour 65,1 mH mesuré au RLC mètre. Si on fait cette manipulation sous Latis Pro, il vaut mieux modéliser la décroissance par une loi exponentielle pour obtenir L.

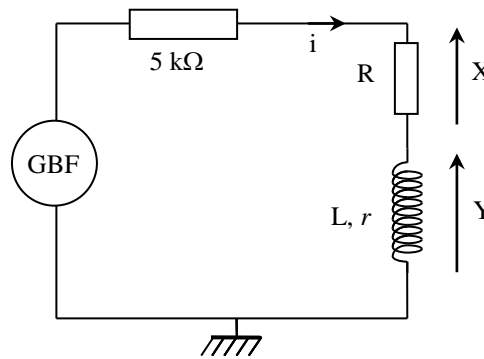
### III.2.2 Expérience 2

[4], p. 44 ; [10], p. 73

Bobine : AOIP  $L = 0,1 \text{ H}$  ;  $r = 32 \Omega$

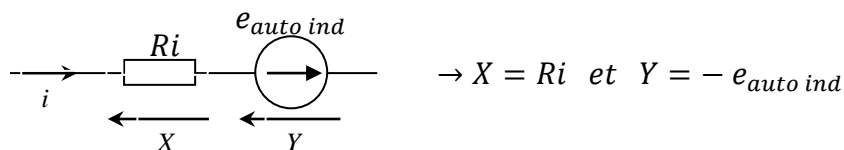
$R = 500 \Omega$  pour commencer

GBF : signal triangulaire  
amplitude maximum  
 $f = 200 \text{ Hz}$

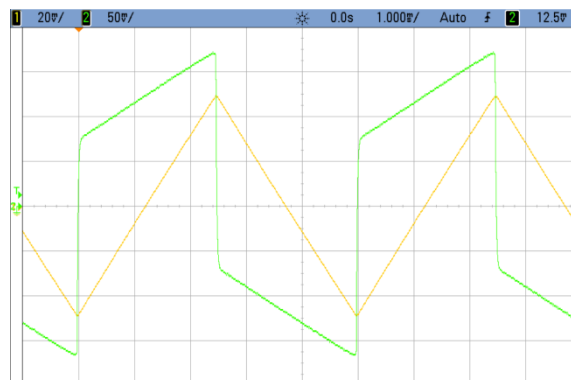


On observe les tensions X et Y avec un oscilloscope numérique mais il faut **utiliser une sonde différentielle pour X** sinon on court-circuite la bobine puisque les bornes – des oscilloscopes sont reliées à la masse.

Le principe de la manipulation est le même qu'au § II.2. La résistance R sert à mesurer le courant circulant dans la bobine. On rajoute une résistance de  $5 \text{ k}\Omega$  pour « convertir » le générateur de tension en générateur de courant  $\rightarrow$  le courant dans le circuit a la même forme triangulaire que la tension délivrée par le GBF et la f.é.m.  $e_{\text{auto ind}} = -L di/dt$  a l'allure d'un signal carré. Le choix d'une résistance de  $5 \text{ k}\Omega$  conduit à des signaux assez faibles qui ne posent pas de problème si l'oscilloscope permet le moyennage (cas des oscillogrammes ci-dessous). Si on souhaite des signaux plus forts, on peut l'abaisser à  $1 \text{ k}\Omega$  sans trop de problèmes même si les basculements des signaux s'arrondissent légèrement à cause de la réaction de la self. Si on néglige en première approximation le caractère partiellement résistif de la bobine, on a avec l'orientation du courant et en respectant les conventions récepteur pour R et générateur pour la f.é.m. :



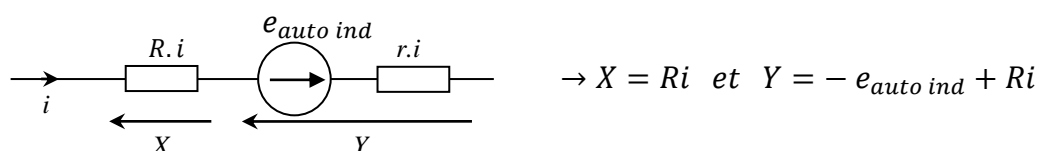
Observations :



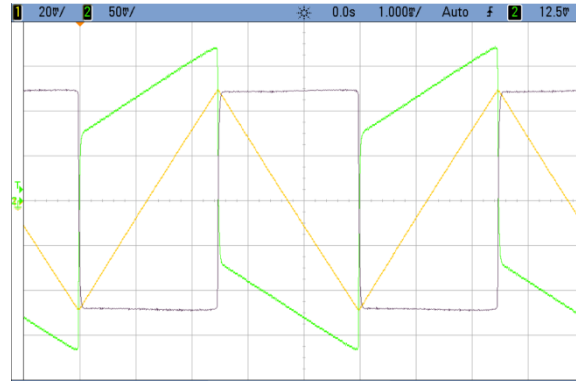
Le signal X a une forme triangulaire conforme à ce qui est prévu. Par contre, Y n'a pas l'allure d'un signal carré. C'est le signe que sa chute ohmique n'est pas négligeable comparé au terme d'auto induction.

Visualisation de la f.é.m. seule :

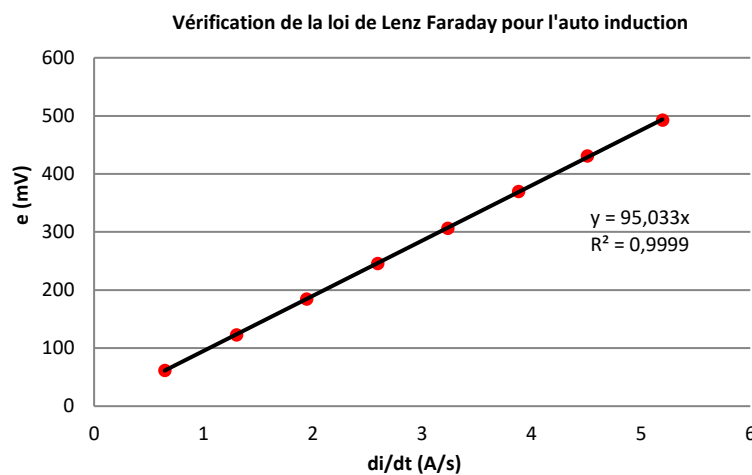
Les signaux aux bornes de X et Y sont en fait les suivants :



On peut utiliser les fonctions mathématiques des oscilloscopes numériques pour visualiser directement la f.é.m. d'auto-induction en effectuant l'opération  $X-Y$  à condition que  $Ri$  soit numériquement égal à  $ri$ . Il faut pour cela tenir compte du facteur d'atténuation  $G$  de la sonde servant à observer le signal  $X$ . On doit donc mesurer la valeur de la résistance  $r$  de la bobine puis ajuster  $R$  pour avoir  $R = Gr$ . L'opération  $X-Y$  fournit alors le résultat  $R.i/G - (-e_{auto\ ind} + r.i) = G.r.i/G + e_{auto\ ind} - ri = +e_{auto\ ind}$  :



$X-Y$  a bien l'allure d'un signal carré. Son amplitude est positive lorsque la pente du courant est négative puisque l'opération  $X-Y$  donne directement  $+e_{auto\ ind}$ . Le résultat est donc conforme aux lois de l'induction. On peut vérifier que l'amplitude de la f.é.m. est proportionnelle à celle délivrée par le GBF à fréquence constante ou travailler à amplitude constante et faire varier la fréquence. On présente ici la deuxième solution. On peut obtenir f.é.m. via la mesure crête à crête de l'oscilloscope comme. On a alors  $e_{auto\ ind} = V_{peak-peak}/2$ . Le terme  $di/dt$  s'obtient en mesurant la pente  $k$  du signal en  $X$  avec les curseurs de l'oscilloscope. Comme  $X = Ri/G$  et  $k = \Delta X/\Delta t$ , on a  $\Delta i/\Delta t = Gk/R$ . Voici à titre indicatif le résultat d'une série de mesure effectuée entre 100 et 800 Hz :

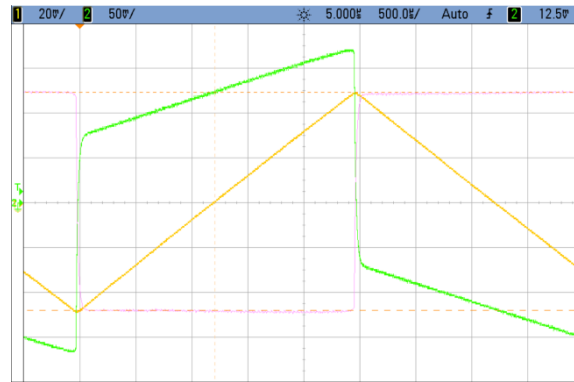


On constate que la f.é.m. est bien proportionnelle à  $di/dt$ . La pente de la courbe correspond à l'inductance de la bobine. On obtient 95 mH contre 99,4 mH mesuré au RLC mètre. On a constaté que cette petite différence provenait de la sonde différentielle. Nous avons mesuré avec un multimètre précis le facteur d'atténuation  $G$  de la sonde dans les conditions de l'expérience (mesure du signal avant et après la sonde). Nous avons obtenu  $G = 19,3$  pour un facteur affiché de 20. La courbe corrigée donne alors une pente de 98,4 mH plus proche de la valeur attendue.

#### Remarque :

Si on n'a pas d'oscilloscope numérique permettant d'effectuer l'opération  $X-Y$ , on peut quand même effectuer les mesures de la f.é.m. en remarquant que le signal  $Y = -e_{auto\ ind} + ri$  vaut exactement  $-e_{auto\ ind}$  lorsque le courant passe par zéro :





La valeur du signal Y au moment où le courant  $i$  passe par zéro correspond bien à l'amplitude de la f.é.m. obtenue par l'opération  $X-Y$  (pour que la vérification soit directe sur l'écran, il faut que la sensibilité de la fonction  $X-Y$  soit la même que celle de la voie Y). Passer par l'opération  $X-Y$  n'est donc pas strictement nécessaire pour effectuer les mesures mais on se prive d'une vérification visuelle de la loi de l'induction (courant triangulaire donne f.é.m. carrée) sans elle.

### III.3 Energie emmagasinée

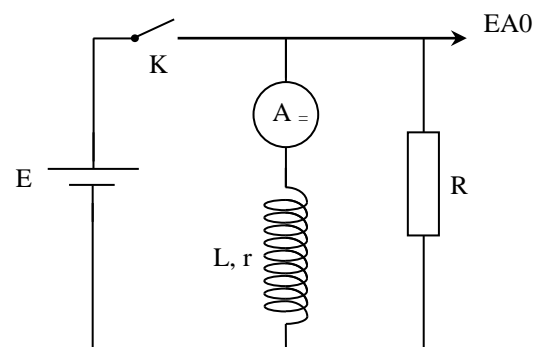
L'idée est de montrer que l'énergie stockée par une bobine en régime permanent vaut  $E_{stockée} = LI_2/2$ . On peut le faire en poursuivant l'exploitation du régime transitoire présenté au § III.2.1. Il suffit de mesurer le courant  $I$  circulant dans la bobine lorsque l'interrupteur est fermé pour connaître l'énergie stockée en régime permanent. On peut ensuite vérifier qu'elle correspond à l'énergie qui est dissipée dans la bobine et la résistance lors du régime transitoire à l'ouverture du circuit.

#### Manipulation :

E = alimentation de puissance (quelques volts)

R : résistance de puissance non inductive  $\approx 10 \Omega$

L : self de puissance 1 H,  $10 \Omega$  **sans noyau**



L'exploitation peut se faire avec un oscilloscope numérique et ses fonctions mathématiques ou sur Latis pro. On présente ici la deuxième solution car elle est plus simple à mettre en œuvre.

#### Paramètres d'acquisition et traitement des données :

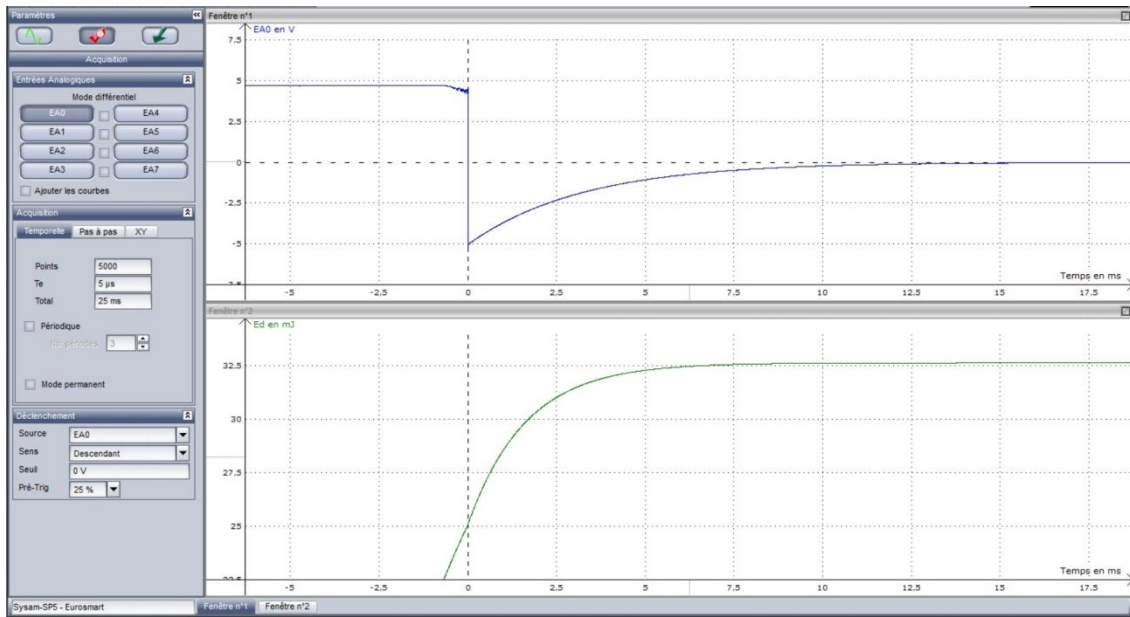
Les oscillogrammes du § III.2.1 montrent que le régime transitoire dure une trentaine de ms donc on peut prendre par exemple 5000 points et  $T_{éch} = 5 \mu s$  avec un pré-déclenchement à 25 % sur un front descendant du signal pour avoir l'instant où l'on ouvre l'interrupteur. On a  $P_{dissipée} = (R + r)i^2$  et  $EA0 = Ri$ , d'où :

$$P_{dissipée} = \frac{(R + r)}{R^2} (EA0)^2$$

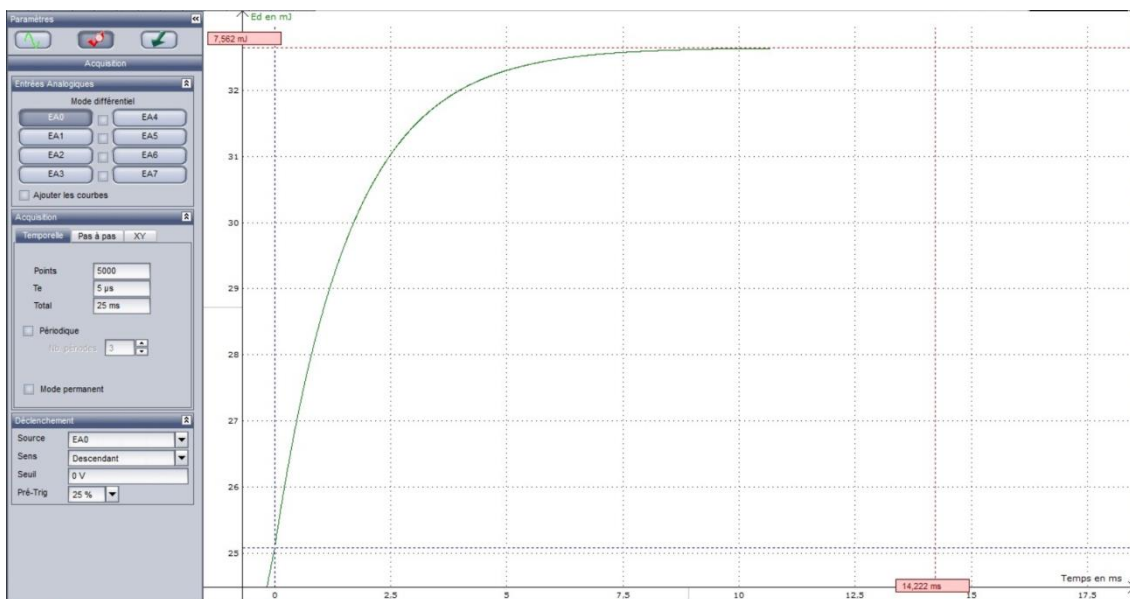
On peut entrer cette fonction dans la feuille de calcul de Latis Pro puis l'intégrer avec le formalisme suivant pour avoir l'énergie dissipée :

$$E_{dissipée} = \text{INTEG}(P_{dissipée})$$

On obtient alors le type de résultat suivant :



L'écart en énergie entre le temps  $t = 0$  et le moment où  $E$  atteint un palier nous donne l'énergie dissipée dans le circuit<sup>1</sup> :



On obtient ici  $E_{\text{dissipée}} = 7,56 \text{ mJ}$ . On peut comparer ce résultat à l'énergie qu'avait stockée la bobine en régime permanent. La bobine ayant une inductance  $L = 65,0 \text{ mH}$ <sup>2</sup> et le courant valant  $I = 0,478 \text{ A}$  dans l'expérience, on a :

$$E_{\text{stockée}} = \frac{1}{2} L \cdot I^2 = 7,42 \text{ mJ}$$

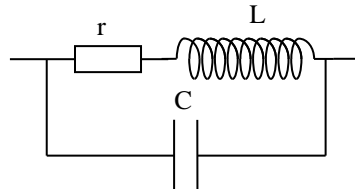
L'égalité entre l'énergie stockée et l'énergie dissipée est donc vérifiée à 2 % près

<sup>1</sup> L'énergie croît linéairement avant  $t = 0$  car on intègre alors un terme constant puisque  $EA_0 = E = \text{cte}$  avant  $t = 0$ .

<sup>2</sup> On rappelle qu'on utilise l'inductance sans son noyau donc il est tout à fait normal de ne pas avoir 1 H

### III.4 Impédance d'une bobine

Une bobine n'est pas seulement inductive. Elle présente des pertes modélisables par une résistance en série. Les pertes et l'inductance dépendent de l'élément considéré (bobine seule ou à noyau). L'enroulement présente aussi une capacité répartie entre les spires (le fil du bobinage est recouvert d'une pellicule de vernis isolant correspondant au diélectrique). On la modélise par une capacité globale en parallèle sur le dipôle  $r, L$  qu'il faut prendre en compte en haute fréquence d'où le schéma global suivant :



#### III.4.1 Bobine sans noyau à basses fréquences

On étudie une bobine de transformateur démontable Leybold de 1000 spires.

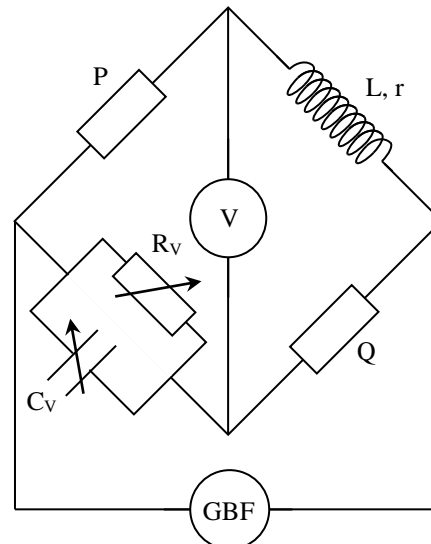
En continu :

L'impédance de la bobine se ramène alors à la résistance de l'enroulement et on peut la mesurer avec un multimètre (pas de RLC mètre puisqu'ils fonctionnent en alternatif).

En alternatif :

[4], p. 55, 62 et 351-353 ; [2], p. 53-56

On réalise un pont de mesure car il permet la détermination de la partie réelle et de la partie imaginaire de la bobine à différentes fréquences avec un matériel limité (les RLC mètres multifréquences coûtent très cher). C'est une méthode potentiellement sensible puisqu'elle est basée sur la détection d'un signal nul et elle peut être précise si on a des composants étalons de bonne qualité. On se limite au modèle  $r, L$  donc on mesure donc l'impédance de notre bobine à l'aide d'un pont de Maxwell.



$P$  : 100  $\Omega$  AOIP de précision

$Q$  : 1000  $\Omega$  AOIP de précision

$L, r$  : bobine Leybold 1000 spires

$R_v, C_v$  : boîtes étalons variables

On a à l'équilibre :

$$\left( \frac{1}{R_v} + jC_v\omega \right) \cdot PQ = (r + jL\omega)$$

Soit, en séparant les parties réelles et imaginaires :

$$\boxed{r = \frac{P \cdot Q}{R_V}} \quad \text{et} \quad \boxed{L = PQ \cdot C_V}$$

D'où, avec les valeurs proposées :

$$\boxed{r(\Omega) = \frac{100}{R_V(k\Omega)}} \quad \boxed{L(mH) = 100C_V(\mu F)}$$

### Mesure de V :

On ne peut pas utiliser directement un oscilloscope pour cette mesure s'il n'est pas différentiel car on a alors un problème de masse dans le montage. On peut y remédier en utilisant une sonde différentielle mais on perd en sensibilité à cause de l'atténuation de la sonde. Il vaut donc mieux se servir d'un voltmètre sensible à condition qu'il suive en fréquence (certains multimètres bas de gamme ne sont garantis que jusqu'à 400 Hz en alternatif !). On a utilisé ici un Keithley 2000 car il permet d'ajuster le nombre de digit à la résolution nécessaire et on peut moyenner le signal lorsqu'il est faible et instable.

### Mesures :

On commence par débrancher la résistance variable ( $R_V \propto$ ) et on minimise le signal détecté en jouant sur R. On branche ensuite la résistance variable  $R_V$  et on ajuste sa valeur pour diminuer encore le signal détecté. Une fois le minimum atteint, on ajuste de nouveau  $C_V$ .

Voici à titre indicatif une série de mesure. Les résultats peuvent comparés à ceux d'un RLC mètre sur ses fréquences de mesure. Ce type d'appareil donne directement la valeur de l'inductance L. La valeur de la résistance r s'obtient à partir du facteur de dissipation ou de qualité par la relation  $D = 1/Q = tg\delta = r/(L\omega)$  :

f (Hz)	120	1000	2000	5000	10000	20000
$R_V (k\Omega)$	10,83	10,502	9,62	6,015	2,491	0,659
$C_V (\mu F)$	0,366	0,366	0,3663	0,3675	0,3719	0,391
r ( $\Omega$ )	9,29	9,52	10,39	16,62	40,14	151
L (mH)	36,6	36,6	36,63	36,75	37,19	39,1

### Analyse :

L'inductance est pratiquement constante jusqu'à 10 kHz puis elle semble augmenter légèrement au-delà (cf. explication au § suivant). La résistance de la bobine quant à elle, augmente de façon notable à partir de quelques kHz. Cette évolution peut avoir deux origines :

- les pertes par rayonnement. Elles évoluent en  $\omega^4$  donc elles sont très faibles en basses fréquences et on peut les négliger ici.

- les pertes par effet Joules due à la résistance du bobinage. Elles augmentent avec la fréquence à cause de l'effet de peau qui limite la section utile du fil conducteur. La longueur de pénétration pour un conducteur cylindrique unique est donnée par la relation suivante ( $\gamma$  représente la conductivité du matériau) :

$$\boxed{\ell_P = \sqrt{\frac{2}{\omega\gamma\mu_0}}}$$

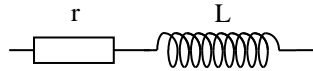
AN :

$$\ell_P (mm) \approx 65,23/\sqrt{f(Hz)} \quad \text{pour le cuivre pur } (\rho_{Cu} = 1.68.10^{-8} \Omega.m)$$

Cet effet ne devrait donc commencer à apparaître qu'à partir de 10 kHz environ pour des fils de cuivre d'un diamètre de l'ordre du mm (cas des bobines de 1000 spires). Ça ne semble donc pas compatible avec l'augmentation de  $r$  observée bien avant cette fréquence. En fait, l'effet de peau est renforcé par la présence des spires voisines. La circulation du courant dans chaque spire crée un champ magnétique influençant les électrons dans les spires proches et la résultante a pour effet de diminuer la section utile de conduction plus rapidement que dans le cas d'un conducteur unique.

#### Conclusion :

Lorsqu'on est en basses fréquences, on peut représenter le comportement électrique d'une inductance par le schéma suivant :



L'inductance est pratiquement constante, la résistance augmente avec la fréquence.

### III.4.2 Etude en hautes fréquences

Il faut alors tenir compte de la capacité répartie entre les spires. Dans ce cas, si le facteur de qualité  $Q$  est suffisamment grand (cf. [2], p. 133-134 et 145-150), l'impédance globale passe par un maximum résistif (antirésonance) pour  $\omega \approx \omega_0 = 1/\sqrt{LC}$  puis elle devient capacitive pour  $\omega > \omega_0 \rightarrow$  Une inductance ne fonctionne comme telle que lorsque l'on est en dessous de sa pulsation d'antirésonance.

#### Manipulation :

Se reporter au montage sur les effets capacitifs (partie « effet capacitif dans une bobine d'induction »). On trouve une capacité parasite de l'ordre de 100 pF pour une bobine de 1000 spires.

#### Remarque :

Le calcul des parties réelle et imaginaire de l'impédance globale aboutit au résultat suivant :

$$Re(Z) = \frac{r}{(1 - LC\omega^2)^2 + (rC\omega)^2} \quad Im(Z) = \frac{\omega[L(1 - LC\omega^2) - r^2C]}{(1 - LC\omega^2)^2 + (rC\omega)^2}$$

Une simulation de ces fonctions pour la bobine de 1000 spires à différentes fréquences montre que le circuit bouchon contribue à l'augmentation de la partie réelle de l'impédance mais dans des proportions négligeables jusqu'à 20 kHz  $\rightarrow$  c'est bien l'effet de peau qui est responsable de l'augmentation de  $r$  observée au § précédent. La prise en compte de la capacité parasite contribue aussi à l'augmentation de la partie imaginaire de l'impédance de la bobine et on peut vérifier que le calcul de  $Im(Z)$  aux fréquences utilisées pour la mesure par pont explique l'impression de faible augmentation de l'inductance observée au § précédent (calculer  $L_{eq} = Im(Z)/\omega$ ).

### III.4.3 Effet d'un noyau

L'ajout d'un noyau ferromagnétique au sein d'une bobine modifie profondément son comportement. Il augmente la valeur de l'inductance car la circulation du courant  $I$  crée un champ  $\vec{H}$  qui aimante le matériau et cette aimantation  $\vec{M}$  renforce le champ magnétique ( $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ ), donc le flux  $\Phi = BS$  et  $L$  puisque  $e = -d\Phi/dt = -L di/dt$ . C'est tout l'intérêt du noyau. En revanche, la valeur de  $L$  n'est plus aussi bien maîtrisée et il y a des pertes supplémentaires dues aux courants de Foucault circulants dans le noyau qui dissipent de l'énergie par effet Joule ainsi que d'autres liées à la magnétisation du matériau. Les valeurs de  $L$  et  $R$  sont fonction du matériau, de sa construction (feuilletage), de l'excitation et de la fréquence.

Manipulation :

On mesure l'évolution des paramètres de la bobine de 1000 spires avec un RLC mètre lorsqu'on introduit un bloc ferromagnétique massif puis un bloc feuilleté servant à boucler le noyau des transformateurs démontables (on rappelle que  $D = 1/Q = tg\delta = r/(L\omega)$ ).

<u>F = 120 Hz :</u>		bobine seule	bobine + bloc massif	bobine + bloc feuilleté
	L (mH)	36,63	164,5	215,7
	D	0,323	0,329	0,074
	r ( $\Omega$ )	8,9	40,8	12,03

<u>F = 1000 Hz :</u>		bobine seule	bobine + bloc massif	bobine + bloc feuilleté
	L (mH)	36,58	93,36	208,2
	D	0,042	0,474	0,054
	r ( $\Omega$ )	9,65	278	70,6

On constate que l'ajout d'un matériau ferromagnétique massif dans la bobine renforce le coefficient d'auto-inductance mais la valeur de L varie notablement avec la fréquence et les pertes augmentent fortement à 1 kHz (on rappelle que le facteur de dissipation D exprime le rapport de l'énergie perdue à l'énergie stockée). L'ajout d'un matériau ferromagnétique feuilleté provoque lui aussi une augmentation de L mais avec de meilleures performances. L varie peu entre les deux fréquences et le facteur de dissipation reste correct (il s'est même amélioré à 120 Hz). Le matériau feuilleté a donc augmenté l'inductance de la bobine en gardant des pertes réduites d'où son l'emploi pour réaliser des inductances de forte valeur.

Remarques :

Le renforcement de l'inductance observé ici est notable mais pas considérable car la réluctance du circuit magnétique est faible puisque les lignes de champ doivent se boucler dans l'air. On peut l'augmenter encore plus en canalisant  $\approx$  complètement les lignes de champ dans un milieu ferromagnétique. On peut le vérifier en insérant la bobine dans une carcasse complète de transformateur démontable de type Leybold. L'inductance mesurée au RLC mètre doit être supérieure à 1 H si le noyau est bien fermé. En revanche, le facteur de dissipation est moins bon et le comportement dépend beaucoup de l'excitation.

**IV APPLICATIONS****IV.1 De l'induction**

Les applications de l'induction sont très nombreuses (alternateurs, transformateurs, ...) donc le choix est vaste ! On présente quelques exemples.

**IV.1.1 Moteurs asynchrones**

C'est une application importante de l'induction.

Le principe consiste à créer un champ magnétique tournant dans lequel une bobine refermée sur elle-même est plongée. Le flux variable qu'elle coupe crée des courants induit en son sein qui circulent de façon s'opposer à la variation de flux. Cette circulation crée des forces (au sens mécanique du terme) qui mettent la bobine en rotation.

Manipulation :

Se reporter au montage sur les moteurs. On peut remplacer le rotor bipolaire par celui en cage d'écureuil pour plus de simplicité. Si présente cette manipulation, il est important de montrer que la rotation du rotor s'effectue toujours à une vitesse inférieure à celle du champ

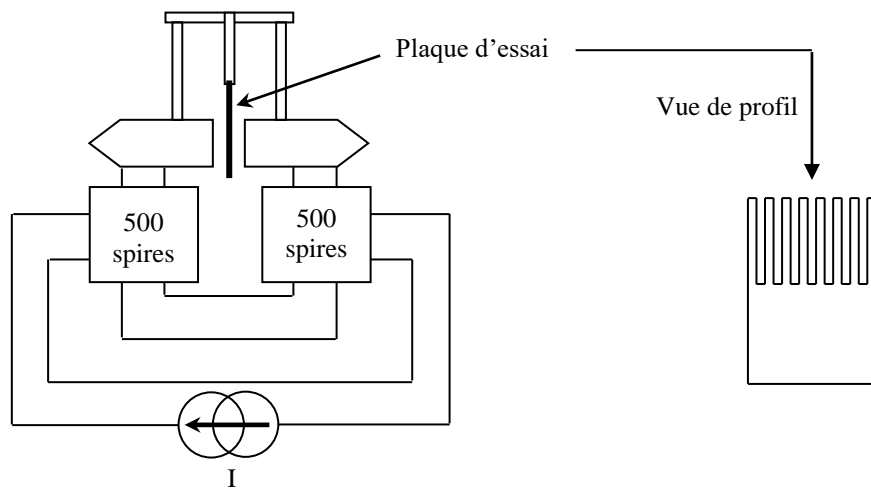
magnétique tournant (d'où le nom de moteur asynchrone) car c'est typique du phénomène d'induction puisque lorsque la vitesse du rotor s'approche de celle du champ tournant, les phénomènes d'induction diminuent ainsi que les forces qui le mettent en mouvement.

#### IV.1.2 Courants de Foucault

Ces courants peuvent prendre naissance dans un conducteur se déplaçant dans un champ magnétique fixe ou dans un conducteur immobile soumis à un champ magnétique variable. Dans le premier cas, c'est la force de Lorentz  $q\vec{v}_e \wedge \vec{B}$  qui met les charges en mouvement et crée les courants induits. Dans le deuxième cas, c'est le champ électrique induit ( $\text{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$ ) qui en est responsable. La façon dont ces courants circulent est complexe à analyser mais cette circulation donne par nature des effets qui s'opposent à la cause qui les a engendrés conformément à la loi de Lenz.

##### Montage :

L'expérience consiste à placer une plaque métallique pleine d'un côté et striée de l'autre dans un champ magnétique créé par un électroaimant.



On commence par placer la partie pleine de la plaque d'essai dans l'entrefer ajusté au minimum d'épaisseur. On branche les bobines de façon à ce que leurs champs s'ajoutent (si la plaque ne s'arrête pas dans l'expérience qui suit, il suffit d'invertir les branchements d'une des bobines). On alimente l'électroaimant par une source de puissance réglée en générateur de courant pour imposer le champ magnétique. La source étant initialement éteinte, on écarte le pendule de sa position d'équilibre pour le faire osciller. On envoie un courant de quelques ampères dans les bobines et le pendule s'amortit alors très rapidement car les courants induits soumettent le matériau à des forces qui s'opposent au mouvement. On refait ensuite la manipulation en plaçant la partie striée dans l'entrefer et les oscillations doivent s'amortir nettement moins rapidement. Le découpage de la plaque réduit la circulation des courants induits, donc les phénomènes d'induction.

##### Remarque :

Ce type de freinage est d'autant plus efficace que la vitesse est grande mais il est inopérant à faible vitesse puisque les phénomènes d'induction diminuent au fur et à mesure du ralentissement. Il ne peut donc pas remplacer entièrement un système classique de freins mais il peut le compléter. Il sert par exemple à éviter l'emballement des poids lourds dans les descentes (ralentisseurs électromagnétiques). Les courants de Foucault sont aussi mis à profit pour réaliser des systèmes de chauffage. On s'en sert dans les plaques de cuisine à induction ou dans les processus de purification des métaux car ce procédé de chauffage n'apporte aucune impureté chimique. Il existe une manipulation classique sur ce sujet (cf. [4], p. 494). Les courants de Foucault ont aussi des effets indésirables, notamment dans les transformateurs. Des courants induits circulent dans la carcasse ferromagnétique soumise au champ magnétique alternatif et provoquent un échauffement

par effet Joule. C'est pour cette raison que les noyaux en fer doux des transformateurs sont en tôle feuilletée. Le feuilletage diminue l'importance des courants induits. L'emploi de ferrites isolantes en haute fréquence répond à ce même souci.

#### IV.1.3 Réalisation de capteurs

##### Mesure d'un champ magnétique à l'aide d'un fluxmètre :

Toute variation du flux d'un champ magnétique au sein d'une bobine provoque l'apparition d'une f.é.m. induite. On peut donc mettre à profit cet effet pour réaliser un dispositif de mesure de champ. Pour le principe et la réalisation pratique du fluxmètre, se reporter au montage sur le magnétisme. On peut par exemple mesurer le champ magnétique d'un électroaimant et comparer le résultat à celui donné par un teslamètre.

##### Réalisation d'un capteur inductif :

Une idée simple de capteur de position basé sur l'induction est proposée dans le montage sur le magnétisme. S'y reporter.

### IV.2 De l'auto-induction

#### IV.2.1 De la surtension

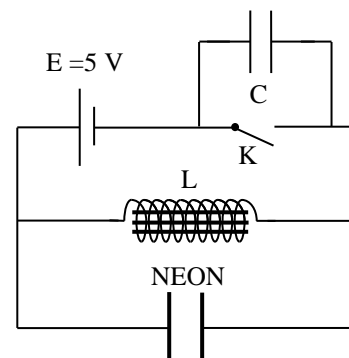
Expérience de l'allumage d'un néon (cf. [4], p. 38).

##### Montage :

L : bobine avec noyau amovible 0,14 - 1.1 H

C : 5  $\mu$ F environ  
condensateur robuste (**pas d'étalons**)

Alimentation : 30 V 10 A



On retire le noyau de fer doux de la self et on ajuste la tension de façon à ne pas avoir d'étincelle au niveau du néon quand ouvre K. On enregistre alors sur un oscilloscope à mémoire **via une sonde atténuatrice** le régime transitoire du signal aux bornes du néon au moment de l'ouverture du circuit. On réinsère ensuite le noyau et on recommence la manipulation. Une étincelle apparaît maintenant aux bornes du néon et on peut comparer les régimes transitoires dans les deux cas.

##### Explication :

Lorsqu'on ferme le circuit, le courant dans la bobine croît jusqu'à la valeur  $I = E/r$  et la bobine stocke l'énergie  $LI^2/2$ . Lorsqu'on ouvre K, l'arrêt brutal du courant provoque une forte f.é.m. induite. Le circuit étant ouvert, elle se manifeste par une importante d.d.p. aux bornes du néon. Si la valeur de la self est suffisamment importante (bobine avec le noyau de fer doux), la d.d.p. peut devenir supérieure à la tension de claquage du néon et on observe une étincelle d'allumage. Le générateur n'alimentant plus le circuit dans le montage proposé, le néon redevient ensuite un condensateur et l'on observe dans le circuit r, L, C un régime oscillant.

##### Remarque :

La capacité en parallèle sur K permet d'éviter une étincelle de rupture à ses bornes.

#### IV.2.2 Lissage d'un courant

C'est une application importante de l'auto-



induction. Une inductance s'opposant aux variations de courant, elle est particulièrement bien adaptée au lissage des courants forts au contraire du lissage par capacité.

Manipulation :

[9], p. 63 ; [3], p. 255-260 "Lissage par inductance"

Il faut une inductance forte et faiblement résistive pour avoir un bon lissage. On peut prendre une inductance classique type 1 H 10  $\Omega$ . On peut alors montrer l'influence de la valeur de L sur le lissage en jouant sur la position du noyau, calculer le taux d'ondulation résiduel dans le cas d'un bon lissage et comparer aux calculs proposés en [4].

Bibliographie :

- [1] : Duffait : Expériences d'électronique ; Agrégation de physique
- [2] : Berty-Fagot-Martin : Electricité pratique, tome II
- [3] : Quaranta III
- [4] : Quaranta IV
- [5] : Pérez : Electromagnétisme, édition 1991
- [6] : Physique terminale S : collection Durandeau, Hachette
- [7] : Berty-Fagot-Martin : tome I
- [8] : Archambault : Montages de physique ; Capes de physique chimie
- [9] : JP Bellier : Montages de physique ; Capes de physique et chimie
- [10] : R. Duffait : Expériences de Physique ; Capes de Sciences Physiques ; Bréal.