

Biblio: Quaranta ; Jackson (pour discussion partie III)

Nb: j'ai profité de l'arrivée tardive de ce document pour ajouter quelques commentaires de fond des correcteurs (©) et pour corriger la partie III où j'utilisais abusivement le terme "rayonnement dipolaire"

Intro

Les phénomènes d'induction sont très utilisés en ingéniererie, notamment pour la conversion de puissance mécanique - électrique ou électrique - électrique (Transformateur).

Nous allons nous attacher à étudier ici quelques propriétés fondamentales de ce phénomène physique.

Expériences introductives:

- * Déplacement d'un fil dans un champ magnétique constant.
- * Déplacement d'un aimant au voisinage d'un fil.

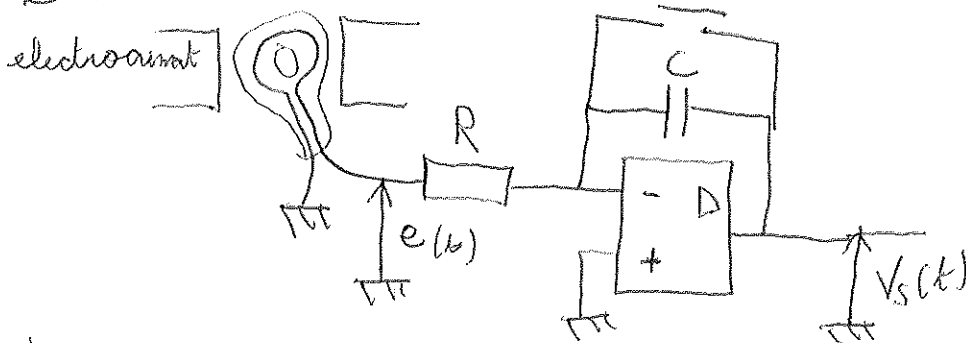
Observation de l'apparition de courants à l'aide d'un galvanomètre.

I / Induction, loi de Faraday ; Elusmètre

(2)

Nous allons ici concevoir un Elusmètre, non étalonné. Par application de la loi de Faraday nous évaluerons une mesure d'un champ $\vec{B}$, que nous comparerons avec la valeur donnée par un Teslamètre étalonné.

Elusmètre :



© : On utilise R de valeur la plus grande possible de façon à limiter la valeur du courant, la tension réellement intégrée tenant compte de la résistance r de la spire :

$$e = f \cdot e \cdot m - r \cdot i$$

$$e = - \frac{d}{dt} \Phi_B$$

$$V_s = \frac{1}{RC} \int e \, dt = \frac{1}{RC} \Delta B \times S$$

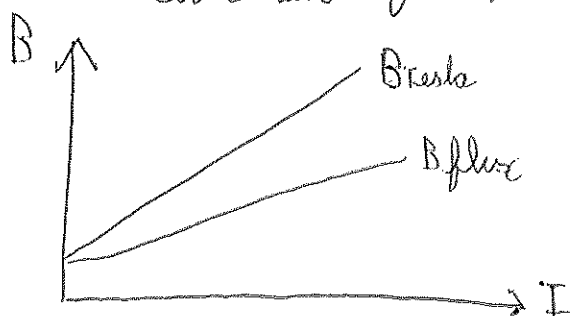
On retire le fluxmètre de l'entrefer de l'électroaimant, et on suppose que B fin expérience est nul, ainsi nous évaluons B dans l'entrefer par :

$$B = \frac{RC V_s}{S}$$

Nous allons alors tracer :

et $B_{\text{Teslamètre}} = f(I)$
 $B_{\text{Elusmètre}} = f(I)$

où I est le courant qui traverse l'électroaimant



On modélise les courbes par des droites et évalue leur coefficient directeur :

(3)

$$a_{\text{Tesla}} = \pm \text{ mT} \cdot \text{A}^{-1}$$

$$a_{\text{Flux}} = \pm \text{ mT} \cdot \text{A}^{-1}$$

$$\text{avec } \frac{\Delta a}{a} = \sqrt{\left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2}$$

$$\frac{\Delta B_{\text{flux}}}{B_{\text{flux}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V_s}{V_s}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2} \approx \frac{\Delta V_s}{V_s}$$

On évalue l'écart à la valeur Teslamètre :

$$\frac{a_{\text{Tesla}} - a_{\text{flux}}}{a_{\text{Tesla}}} =$$

Notons que si la loi de Faraday semble conduire à une évaluation cohérente de B , il semble exister un biais qui rend la valeur toujours inférieure à B_{Tesla} .

Ceci peut être dû au fait que le fluxmètre mesure un flux et donc moyenne sur une surface supérieure à celle du Teslamètre. Nous avons de fait utilisé la loi de Faraday en supposant l'homogénéité du champ sur la surface de la spire.

②: L'inhomogénéité du champ ne justifie pas un tel écart ($\sim 20\%$)

En revanche le Teslamètre n'offre en rien une évaluation absolue de B , ce qui pourrait expliquer l'écart obtenu.

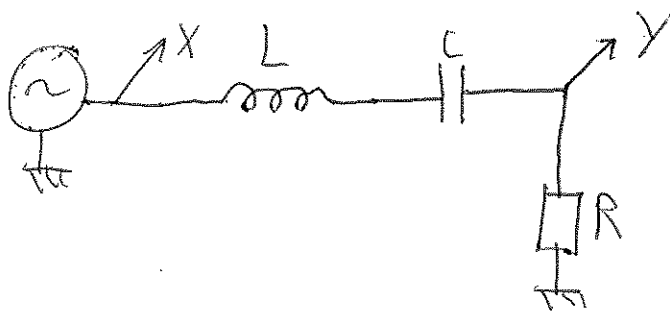
II] Auto-induction:

(4)

On a vu que la variation du courant qui traverse un conducteur génère un champ B variable associé à un champ $\vec{E}$ lui-même capable de induire un courant dans un conducteur voisin.

Si l'on courbe alors un conducteur on va faire interagir par ce mécanisme les différentes parties qui le composent. Cette interaction, qui génère un courant opposé, va "instantanément" se délocaliser [ARQS $\Rightarrow$ propagations des interactions perçues comme instantanées du point de vue de la vitesse de variation du courant excitateur]. C'est donc tout le circuit qui agit, s'opposant dans l'instantanéité à la variation du courant en un de ses points.

Nous nous intéressons à la grandeur L (inductance propre) qui caractérise l'aptitude du circuit à tempérer le changement d'état électrique qui lui est imposé.



$R = 100 \Omega$
 on néglige l'influence
 de l'oscillo.

$$u = L \frac{dI}{dt}$$

Résonance en courant: signaux
 en phase $\Rightarrow$ droite en mode XY

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \Rightarrow L = \frac{1}{4\pi^2 f^2 C}$$

$$f = \pm$$

$$L = \pm \text{ mH}$$

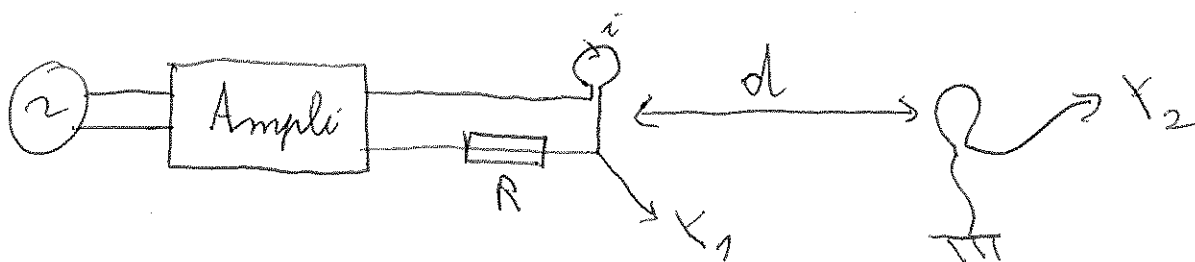
$$\frac{\Delta L}{L} \approx \sqrt{2} \frac{\Delta f}{f}$$

Valeur L-mètre : $L = \quad \pm \quad \text{mH}$

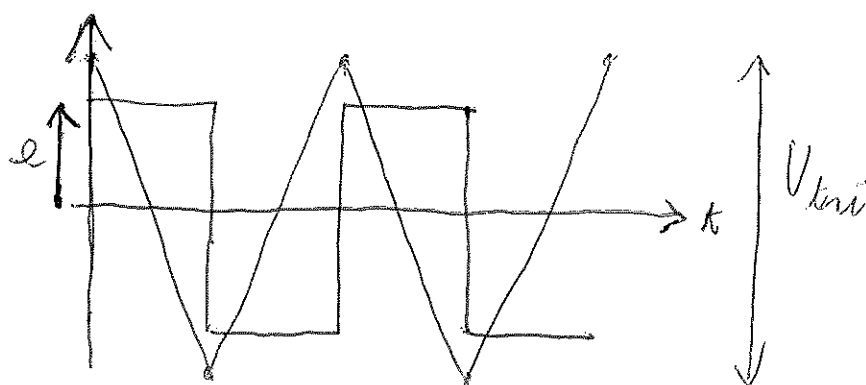
© Attention aux appareils de mesures numériques, lire la notice constructeur et ne pas prendre le dernier décimale pour incertitude, à $f = \quad \text{Hz}$

Dépendance avec la distance de l'inductance

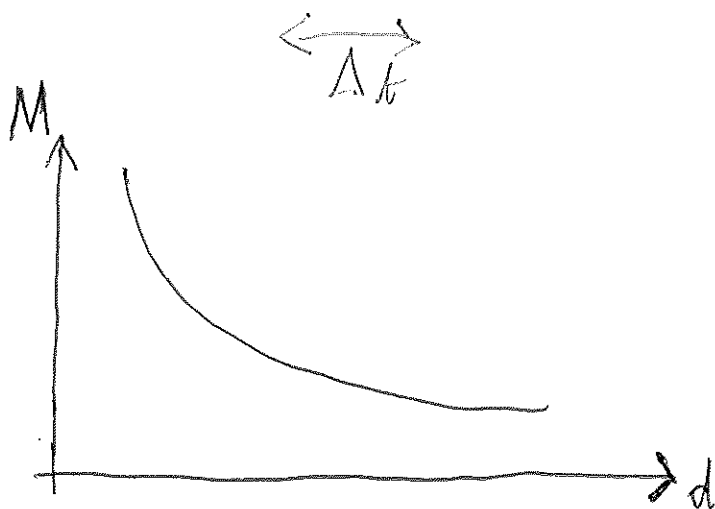
Mutuelle :



$$e = -M \frac{di}{dt} = -\frac{M}{R} \frac{V_{tri}}{\Delta t}$$



$$\Rightarrow M = -R \frac{\Delta t e}{V_{tri}}$$



$e = \quad \pm \quad$ ©

$M = (\quad \pm \quad) \cdot 10^{-6} \text{ H}$

C'est mon linéaire!

Rem: Nous aurions voulu vérifier la décroissance en $\frac{1}{d^3}$ à longue distance (de M).

mais les conditions expérimentales ne nous ont pas permis de nous placer dans le cadre des hypothèses ou la formule suivante est vérifiée :

$$B_r = \frac{\mu_0}{2\pi} (NI \pi a^2 \frac{\cos \theta}{d^3}) \quad [\text{Jackson p 194}]$$

Hypothèses d'applicabilité à la mesure de M :

- ↳ bobine assimilable à des boucles de courant $\Rightarrow$ grande distance d devant épaisseur de l'émettrice
- ↳ bobine réceptrice lointaine de la bobine émettrice $\Rightarrow$ grande distance d devant le diamètre de l'émettrice a et épaisseur réceptrice
- ↳ Petits angles $\theta \Rightarrow$ d grand devant diamètre et épaisseur réceptrice.

↳ Validité de l'ARQS (B_r étant ici donné par la magnétostatique) $\Rightarrow a \ll d \ll \lambda$

[Jackson p 428]
 ↳ "zone proche"
 $\Rightarrow$ formule statique applicable avec $I \rightarrow I(t)$

↳ diamètre émettrice

mlr : cette hypothèse est en fait peu restrictive en effet la fréquence du signal était $f = 65 \text{ Hz}$.

* Ce n'est donc pas du rayonnement dipolaire à proprement parler. Les boucles de courant agissent à longue distance comme des dipôles magnétique d'où ma méprise.

cel : Rappelons nous de l'importance des phénomènes d'induction, la quasi totalité de l'énergie électrique que nous utilisons a nécessité une conversion mécanique - électrique