

LP21 – INDUCTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE

25 juin 2020

Aurélien Goerlinger & Yohann Faure

Niveau : L2

Commentaires du jury

- **2015** : L'algèbrisation rigoureuse des grandeurs électriques et mécaniques est nécessaire lors de la paramétrisation.
- **2014** : Dans cette leçon, le plus grand soin s'impose dans la définition des orientations et des conventions de signe. Les applications doivent occuper une place significative dans la présentation. Il n'est pas admissible à ce niveau de confondre les forces de Lorentz et de Laplace.
- **2012-2013** : Il n'est pas nécessaire de traiter en détail les deux types d'induction.
- **2009** : Ce ne sont pas les machines de technologie complexe qui illustrent le mieux la leçon. Compte tenu du temps imparti, des choix restent à faire : le jury tiendra compte de leur pertinence . . .

Bibliographie

- | | |
|---|--|
| ↻ <i>HPrépa Electromagnétisme</i> , Brébec | → Base de la leçon |
| ↻ <i>EM</i> , Mauras | → Compléments |
| ↻ <i>Tec&Doc Physique Spé PSI</i> , Olivier | → Compléments |
| ↻ <i>Tout-en-un Physique PCSI</i> , Salamito | → Compléments |
| ↻ <i>La physique par les objets du quotidien</i> , Ray | → Plaque à induction |
| ↻ <i>1001 questions de la physique en prépa</i> , Garing | → Plaque à induction et freinage par induction |

Prérequis

- Équations de Maxwell
- Forces de Lorentz et de Laplace
- ARQS magnétique
- Transformateurs
- Champ magnétique d'une spire, d'un solénoïde infini
- Loi de Biot et Savard
- Composition des vitesses

Expériences



Table des matières

1	Phénomène d'induction	3
1.1	Cadre d'étude	3
1.2	Force électromotrice et loi de Faraday	4
1.3	Deux types d'induction	5
1.4	Application : la pince ampèremétrique	5
2	Couplage électromagnétique dans le cadre de l'induction de Neumann	6
2.1	Auto-induction	6
2.2	Inductance mutuelle	6
2.3	Application aux transformateurs	7
2.3.1	Principe	7
2.3.2	Le transformateur idéal	8
2.4	Expérience	8
3	Courants de Foucault	9
3.1	Principe	9
3.2	Chauffage par induction	10
3.2.1	Par élévation d'intensité	10
3.2.2	Par courants de Foucault	11
3.3	Freinage par courants de Foucault	12
4	Couplage électromécanique	13
4.1	Conversion électromécanique de puissance	13
4.2	Étude du haut-parleur	13

Introduction

Lorsqu'on a vu les équations de Maxwell, on a constaté via Maxwell-Faraday qu'une variation temporelle de \vec{B} implique $\vec{\nabla} \wedge \vec{E} \neq \vec{0}$. On pourrait donc créer une différence de potentiel avec un champ magnétique variable.



Matériel : une bobine, un aimant, un oscillo en mode single, deux diodes en parallèle de sens opposé.

On note l'apparition d'une fem aux bornes de la bobine lorsqu'on déplace l'aimant. On remarque que bouger l'aimant dans un sens allume une diode puis le bouger dans l'autre sens allume l'autre diode. On discute rapidement de comment est modifiée la fem si on éloigne ou si on rapproche l'aimant, si on change son sens ou si on le tourne...

Faraday a découvert ce phénomène en 1831. Cette leçon a pour but de le formaliser et d'en montrer quelques applications.

1 Phénomène d'induction

✦ Perez, Électromagnétisme

1.1 Cadre d'étude

Pour étudier le phénomène d'induction, on se place dans l'ARQS magnétique :

- on néglige la propagation des ondes électromagnétiques devant les variations des champs \vec{E} et \vec{B}
- on suppose $\|\vec{j}\| \gg \rho c$ et $c\|\vec{B}\| \gg \|\vec{E}\|$
- on n'a pas d'accumulation de charges : $\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$
- on adopte la jauge de Coulomb : $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ (**ne pas en parler durant la leçon**)
- seule l'équation de Maxwell-Ampère est modifiée : on y enlève le courant de déplacement

On définit le **potentiel vecteur** \vec{A} par $\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}$, ce qui est une conséquence de $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$. Maxwell-Faraday permet alors d'écrire

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} V$$

L'ARQSM est importante car elle permet d'identifier V au potentiel électrostatique et la dérivée de $-\vec{A}$ au **champ électromoteur** grâce à la jauge de Coulomb.

Jauge de Coulomb (hors-programme)

A priori, on peut choisir \vec{A} à un gradient près car $\vec{\text{rot}}(\vec{\text{grad}}) = \vec{0}$. On peut cependant limiter le choix de \vec{A} en adoptant la jauge de Coulomb $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$, ce qui permet d'avoir en ARQS magnétique un équation de Poisson pour \vec{A} :

$$\Delta \vec{A} + \mu_0 \vec{j} = \vec{0}$$

Sans l'ARQS, on aurait alors une équation d'Alembert.

1.2 Force électromotrice et loi de Faraday

Considérons un circuit \mathcal{C} fermé et orienté. En introduction, ce circuit a été soumis à un champ $\vec{B}(t)$ variable.

Les charges q soumises à un champ \vec{E} vont se mettre en mouvement sous l'action de la force de Lorentz $\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \wedge \vec{B}$. La résultante de cette force sur une charge sur le circuit est alors appelée **force électromotrice** et est définie par

$$e = \oint_{\mathcal{C}} \frac{\vec{F}}{q} \cdot \vec{dl} = \oint_{\mathcal{C}} \vec{E} \cdot \vec{dl} \quad (1)$$

On peut faire deux remarques sur cette expression :

- bien que e soit appelée 'force' électromotrice, elle est définie avec la dimension d'une tension
- le terme en $\vec{v} \wedge \vec{B}$ est absent puisqu'on suppose pour l'instant que le circuit est immobile, ce qui implique que la vitesse des charges $\vec{v} \parallel \vec{dl}$ donc $(\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{dl} = 0$. Cette discussion donne naissance aux deux types d'induction, Neumann et Lorentz, qui seront développés dans la partie suivante.

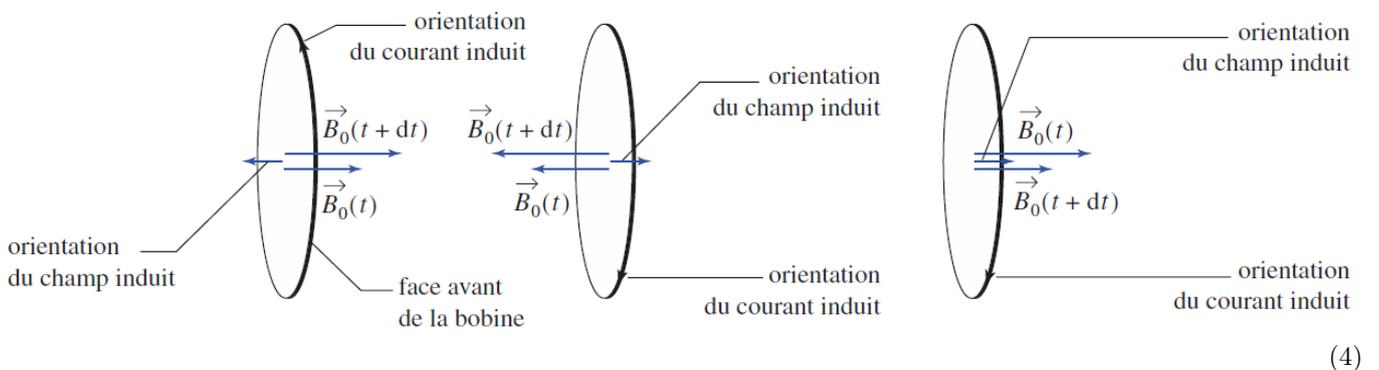
On peut développer \vec{E} dans la formule de la fem :

$$\begin{aligned} e &= \oint_{\mathcal{C}} \left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla}V \right) \cdot \vec{dl} \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} \oint_{\mathcal{C}} \vec{A} \cdot \vec{dl} \quad (\text{l'intégrale d'un gradient sur un contour fermé est nulle}) \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} \iint_S \vec{B} \cdot \vec{dS} \quad (\text{théorème de Stokes}) \end{aligned} \quad (2)$$

avec S une surface quelconque ayant comme contour \mathcal{C} et dS le vecteur surface orienté selon la convention d'orientation choisie pour \mathcal{C} . On comprend pourquoi on assimile $-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ à un champ électromoteur. De plus, reconnaît l'expression du flux magnétique à travers la surface S , ce qui permet d'écrire la **loi de Faraday** :

$$\boxed{e = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}} \quad \text{où } \Phi = \iint_S \vec{B} \cdot \vec{dS} \quad (3)$$

Le signe - dans la loi de Faraday traduit le **principe de modération de Lenz** selon lequel le courant induit par la fem va s'opposer à la variation du flux. En effet, le courant induit va créer un champ magnétique (via l'équation de Maxwell-Ampère) de direction opposée à la variation de \vec{B} :



(4)

1.3 Deux types d'induction

La démonstration précédente s'est faite de le cas où le champ magnétique variait mais que le circuit ne bougeait pas. Mais on a vu aussi qu'on pouvait faire bouger le circuit dans un champ constant (manip d'intro). En fait les deux phénomènes sont strictement les équivalents, ils décrivent la même réalité mais les calculs se font différemment.

- si le circuit est immobile dans un champ magnétique variable, on est dans le cadre de **l'induction de Neumann**
- si le circuit est mobile dans un champ magnétique constant, on est dans le cadre de **l'induction de Lorentz**

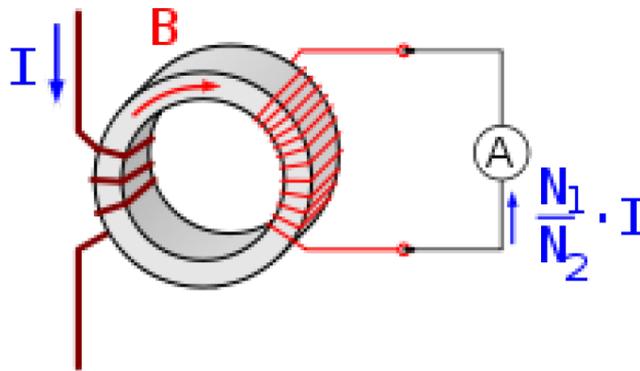
Remarque

Ainsi, la démonstration de la loi de Faraday a été faite dans le cadre de l'induction de Neumann, mais elle peut également être faite pour l'induction de Lorentz. Elle passe par exprimer la vitesse des porteurs de charge sous la forme $\vec{v} = \vec{v}_e + \vec{v}_C$ (composition des vitesses en changeant de référentiel) et en posant le champ électromoteur $\vec{E}_m = \vec{v}_C \wedge \vec{B}$. c'est bien fait à la page 176 de \mathcal{A} Hprépa en partant d'un bilan énergétique. On ne va pas s'y attarder ici.

De façon générale, la variation d'un flux, que ce soit via la variation de \vec{B} ou de S , génère une tension. On peut modéliser ça avec par un générateur parfait de tension e .

1.4 Application : la pince ampèremétrique

La pince ampèremétrique est un outil de mesure de courant en utilisant l'induction. Son grand avantage réside dans le fait qu'il n'y a pas besoin d'ouvrir le circuit pour y insérer l'instrument de mesure, contrairement à l'ampèremètre.



La pince est modélisée par un noyau ferromagnétique circulaire de rayon R , sur lequel sont bobinées N spires circulaires de rayon r_0 faible devant R . On mesure la tension aux bornes du bobinage et on la relie à l'intensité du courant qui traverse la boucle formée par la pince fermée. Le tout est donc équivalent à un générateur de tension en dérivation avec un voltmètre.

Il reste à établir le lien entre la fem $e(t)$ mesurée et l'intensité $I(t)$ dans le fil que l'on cherche à connaître. Pour cela, on suppose que le fil étudié passe au centre de la pince et est rectiligne infini. Il crée donc un champ magnétique dont le flux à travers la totalité du bobinage est

$$\Phi(t) = \frac{N\mu_0 r_0^2}{2R^2} I(t) \quad \text{à l'ordre 1 en } \frac{r_0}{R}$$

On est donc dans le cadre de l'induction de Neumann.

La fem vaut d'après la loi de Faraday :

$$e(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{N\mu_0 r_0^2}{2R^2} \frac{dI}{dt}$$

Mesurer $e(t)$ permet donc de remonter à la valeur efficace de $I(t)$.

2 Couplage électromagnétique dans le cadre de l'induction de Neumann

2.1 Auto-induction

Considérons un circuit fixe indéformable, parcouru par un courant $i(t)$. Ce circuit crée alors, on vient de le voir, un champ magnétique, que nous appellerons *champ propre*, noté $\vec{B}_p(M, t)$. La loi de Biot et Savard nous garanti la proportionnalité entre B et i , puisque

$$\vec{B}_M = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \oint_{\Gamma} \frac{d\vec{\ell} \wedge \vec{PM}}{PM^3} \tag{5}$$

Le flux de champ au travers du circuit lui même s'en trouve alors modifié, on y ajoute le *flux propre*, noté ϕ_p .

$$\phi_P(t) = \iint_S \vec{B}_p(M, t) \cdot d\vec{S} \tag{6}$$

Mais on vient de voir que ce genre de modification entraîne une variation de courant, donc une variation de B_p , donc une variation de ϕ_p , et ainsi de suite ! Certes les effets sont une cascade infini, mais dans le cadre de l'ARQS, qui est le cadre privilégié d'étude pour nous, on pourra noter une proportionnalité directe indépendante du temps entre le flux propre et l'intensité :

$$\phi_p(t) = Li(t) \tag{7}$$

Cette relation définit le coefficient L , coefficient d'inductance propre du circuit, pour un circuit indéformable. Elle s'exprime en Henry. L'inductance propre du circuit ne dépend que de μ et de la géométrie du circuit. Pour une bobine on a d'ailleurs une formule, avec N le nombre de spires, l la longueur, S la surface d'une spire : $L = \mu_0 N^2 S/l$. **OdG** : pour 100 spires et 10cm×3cm, on a 35mH.

Un rapide calcul avec la loi de Faraday donne :

$$e = -L \frac{di}{dt} \tag{8}$$

Ainsi pour tout circuit électrique il faudrait prendre en compte l'inductance propre. L'énergie stockée dans un circuit avec L est $\frac{1}{2}Li^2$.

2.2 Inductance mutuelle

↪ Sanz page 301

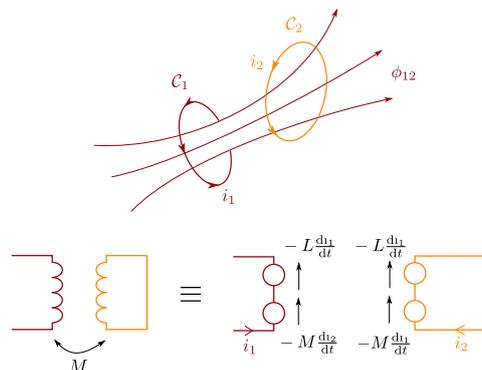


FIGURE 1 – Schématisation du phénomène d'inductance mutuelle.

Si on considère deux circuits proches, numérotés 1 et 2, parcourus respectivement par i_1 et i_2 , ils émettent un champs magnétique B_1 et B_2 du fait des variations de i en leur sein, et vont donc créer de l'induction l'un dans l'autre. Il apparait ainsi un couplage par *inductance mutuelle*.

$$\begin{aligned}\phi_{1 \rightarrow 2} &= \iint \vec{B}_1(P_2, t) \cdot d\vec{S}_2 \\ \phi_{2 \rightarrow 1} &= \iint \vec{B}_2(P_1, t) \cdot d\vec{S}_1\end{aligned}\quad (9)$$

Dans le cadre de l'ARQS le champs magnétique est proportionnel à i , par conséquent le flux aussi, et on a finalement

$$\begin{aligned}\phi_{1 \rightarrow 2} &= M_{1 \rightarrow 2} i_1 \\ \phi_{2 \rightarrow 1} &= M_{2 \rightarrow 1} i_2\end{aligned}\quad (10)$$

On nomme $M_{1 \rightarrow 2}$ le coefficient d'induction mutuelle de 1 vers 2. Celui-ci ne dépend que de la géométrie des circuits. Lorsqu'ils sont fixes et indéformables, ce coefficient ne dépend pas du temps. Il s'exprime en Henry, comme L . Nous admettrons ici le théorème de Neumann :

$$M_{12} = M_{21} = M \quad (11)$$

Ainsi on a le beau jeu d'équations suivantes :

$$\begin{cases} \phi_{12} = M i_1 \\ \phi_{21} = M i_2 \end{cases} \quad (12)$$

2.3 Application aux transformateurs

2.3.1 Principe

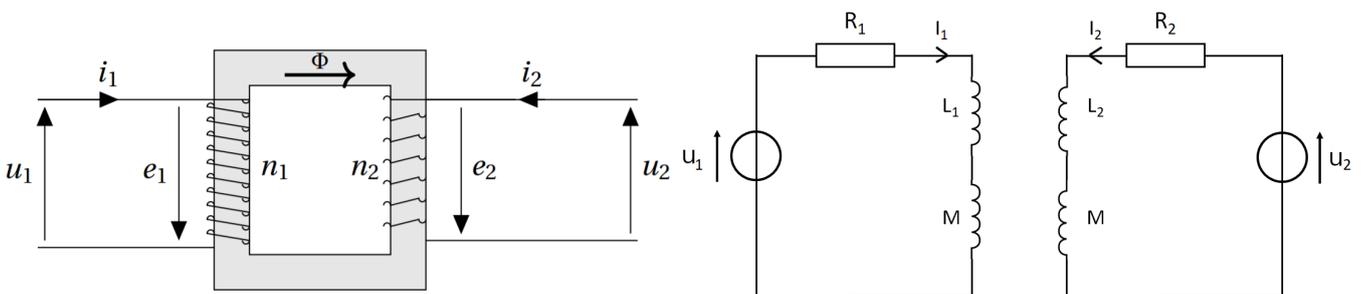


FIGURE 2 – Schéma d'un transformateur.

Pour étudier en détail la façon dont fonctionne cette belle paire d'équation, regardons le cas d'un transformateur.

Un transformateur c'est deux bobines que l'on couple en les enroulant soit l'une autour de l'autre, soit toutes les deux autour d'un noyau ferreux. L'intérêt du noyau ferreux est de canaliser les lignes de champs magnétique pour maximiser le flux d'une bobine dans l'autre, et donc maximiser M .

Si on écrit les équations électriques du circuit, on a

$$\begin{cases} u_1(t) = R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} \\ u_2(t) = -R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt} \end{cases} \quad (13)$$

Au total, en terme d'énergie, on a

$$E_1 i_1 + E_2 i_2 = R_1 i_1^2 + R_2 i_2^2 + \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} L_1 i_1^2 \right) + \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} L_2 i_2^2 \right) + \frac{d}{dt} (M i_1 i_2) \quad (14)$$

Les termes étant dans l'ordre la puissance fournie, la puissance récupérée, les pertes par effets joules, l'énergie emmagasinée par autoinduction et l'interaction par inductance mutuelle.

2.3.2 Le transformateur idéal

Dans le cadre du transformateur idéal, on a un couplage parfait, avec $R_1 = R_2 = 0$ et $M^2 = L_1 L_2$. On considère deux bobines avec respectivement N_1 et N_2 spires, et on considère que le flux magnétique passe parfaitement, *i.e.* $\phi_1 = \phi_2$.

$$e_i = -n_i d_t \phi \quad (15)$$

Par conséquent on a directement

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{N_2}{N_1} = m$$

On nomme m le rapport de transformation du transformateur. Pourquoi? Parce que c'est le rapport entre la tension qu'on lui fournit et celle qu'il restitue! Avec un transformateur 500-1000, on récupère une tension deux fois plus élevée! (et une intensité divisée par deux parce qu'on ne fabrique pas de la puissance de rien.)

On montre ainsi que $\frac{i_2}{i_1} = -\frac{1}{m}$.

Question de Timéo qui dormait : *Mais pourquoi on voudrait élever la tension ?*

C'est très pratique parce que si on écrit la puissance \mathcal{P}_p produite et la puissance \mathcal{P}_j perdue par effet Joule, on a

$$\frac{\mathcal{P}_p}{\mathcal{P}_j} = \frac{U i}{R i^2} = \frac{U}{R i} = \frac{U^2}{R U i} = \frac{U^2}{R \mathcal{P}_p} \quad (16)$$

Ainsi on voit que pour une même puissance produite, on a tout intérêt à la transporter en élevant la tension! C'est d'ailleurs le principe des lignes à haute tension.

2.4 Expérience

Dans le cadre du transformateur parfait, on a $u_1 i_1 = -u_2 i_2$, on préserve toute la puissance. Dans la vraie vie c'est évidemment pas le cas.



Évaluer les performances d'un trnasformateur

⚡ MP21



Faire une manip du MP21.

3 Courants de Foucault

3.1 Principe

↗ Hprépa p220, Salamito p1087

On considère un matériau conducteur **non parfait**, par exemple un ferromagnétique, de conductivité σ finie et soumis à un champ magnétique $\vec{B}_e(t)$ dépendant du temps et créé par des sources **extérieures**. Un champ électrique induit est alors créé dans le matériau et s'exprime avec Maxwell-Faraday comme

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_i = -\frac{\partial \vec{B}_e}{\partial t} \quad (17)$$

On peut alors définir un vecteur densité volumique de courant induit \vec{j}_F par $\vec{j}_F = \sigma \vec{E}_i$. Ces courants induits sont appelés **courants de Foucault**. Ils interviennent dans la loi d'Ohm qui s'écrit alors $\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{E}_i)$.

Prenons un exemple. On considère un conducteur cylindrique de rayon R et de hauteur h , soumis à un champ extérieur $\vec{B}_e(t) = B_0 \cos(\omega t) \vec{e}_z$. Les symétries et invariances du problème nous permettent déjà d'écrire que \vec{E}_i est de la forme $\vec{E}_i = E_i(r) \vec{e}_\theta$. On peut alors appliquer Maxwell-Faraday et trouver

$$\vec{E}_i = -\frac{1}{2} r \frac{dB_e}{dt} \vec{e}_\theta$$

On en déduit l'expression des courants de Foucault :

$$\vec{j}_F = -\sigma \frac{1}{2} r \frac{dB_e}{dt} \vec{e}_\theta = \sigma \frac{1}{2} r \omega B_0 \sin(\omega t) \vec{e}_\theta$$

Remarques

- On peut représenter les courants de Foucault qui sont notamment plus importants loin de l'axe.
- Le champ magnétique créé par ces courants est dans le sens opposé au champ extérieur B_e : rôle du signe - et loi de Lenz !
- Le calcul réalisé l'a été à l'ordre 1, *i.e.* on ne prend pas en compte le champ magnétique créé par les courants de Foucault (négligeable mais qui a le mérite d'exister).

On peut calculer la puissance dissipée \mathcal{P} par ces courants (effet Joule) :

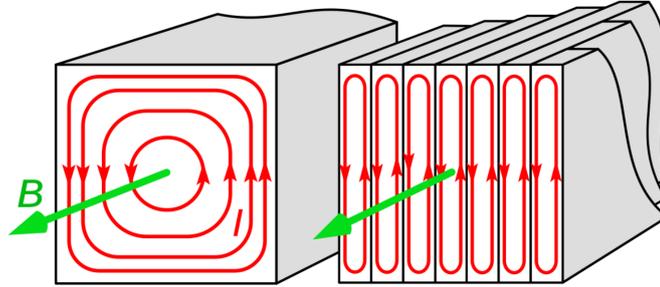
$$\begin{aligned} \langle \mathcal{P} \rangle &= \langle \iiint_{\mathcal{V}} \vec{j}_F \cdot \vec{E}_i d\tau \rangle \\ &= \frac{1}{\sigma} \iiint_{\mathcal{V}} \langle \vec{j}_F^2 \rangle \\ &= \frac{\mathcal{V}}{8} \sigma \omega^2 B_0^2 R^2 \langle \sin^2(\omega t) \rangle \end{aligned} \quad (18)$$

La puissance volumique dissipée par les courants de Foucault vaut donc :

$$\boxed{\frac{\mathcal{P}}{\mathcal{V}} = \frac{\sigma \omega^2 B_0^2 R^2}{16}}$$

Notons qu'il s'agit bien d'une énergie dissipée et qu'elle peut être un problème, typiquement dans les transformateurs où les courants de Foucault représentent une source de perte non négligeable (cf la biblio de la LP46). On peut les contrôler de deux manières pour un métal donné :

- on peut jouer sur ω puisque la puissance en dépend en ω^2 . Il faut cependant faire attention car ω intervient aussi dans l'épaisseur de peau $\delta = \sqrt{\frac{1}{\sigma\mu_0\omega}}$ qui détermine la pénétration du champ électromagnétique dans le conducteur
- jouer sur la surface sur laquelle les courants de Foucault peuvent se développer. Pour limiter les courants de Foucault on peut donc limiter cette surface, comme c'est fait dans les transformateurs : c'est le *feuilletage*.



3.2 Chauffage par induction

3.2.1 Par élévation d'intensité

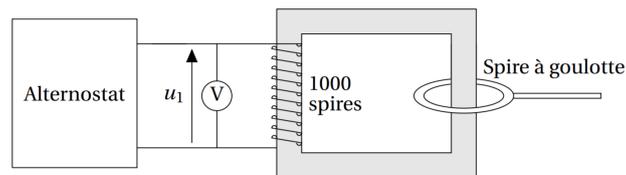


FIGURE 3 – Le chauffage par induction schématisé.

On a vu que les courants de Foucault dans un matériaux créent des pertes par effet Joule. Si le but est de récupérer de la puissance thermique, on a tout intérêt à maximiser ces "pertes", par exemple dans le cas du chauffage par induction en cuisine !



Chauffer la goulotte



Pour montrer le principe, on peut construire un transformateur très élevé de courant avec 1000 spires au primaire et une seule au secondaire : la goulotte. Le courant très élevé circulant dans la spire en forme de goulotte peut provoquer la fusion de l'étain placé dedans.

ATTENTION : Ce transformateur est très abaisseur de tension donc le risque d'électrisation en touchant la spire est inexistant. En revanche, le risque de brûlure est grand !

Toute la puissance qui entrera dans le circuit primaire sera dissipée par effet Joule dans le secondaire !

3.2.2 Par courants de Foucault

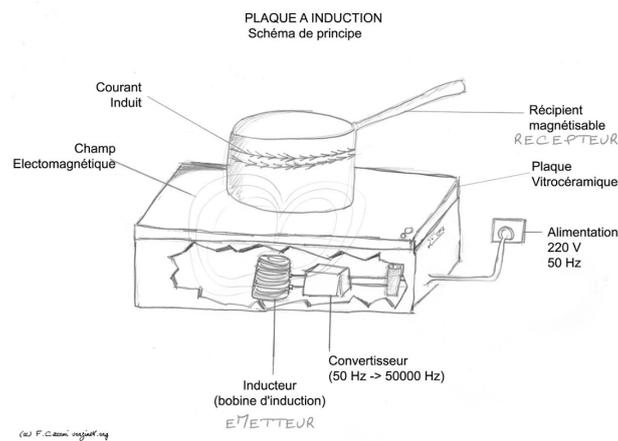


FIGURE 4 – Chauffage par courants de Foucault.

Une bobine située dans la plaque crée un champ magnétique, c'est l'inducteur. Le fond de casserole, qui doit être en métal conducteur, est donc parcouru par des courants de Foucault qui réchauffent l'eau en dissipant de la puissance par effet Joule.

Remarques :

- ces plaques nécessitent donc une casserole en métal conducteur et ont un fond épais pour maximiser l'intensité des courants de Foucault et donc l'échauffement
- la plaque en elle-même n'est pas chauffée mais attention le est contact avec le fond de la casserole donc chaude quand même..
- les plaques actuelles détectent le champ induit par les courants de Foucault pour détecter la présence d'une casserole et ainsi arrêter de produire le champ magnétique quand il n'y a plus de casserole
- même principe par les chargeurs sans fils de portable (on récupère juste le courant)
- fort rendement (80 à 90%) baissé par l'effet Joule dans la bobine de l'inducteur

3.3 Freinage par courants de Foucault

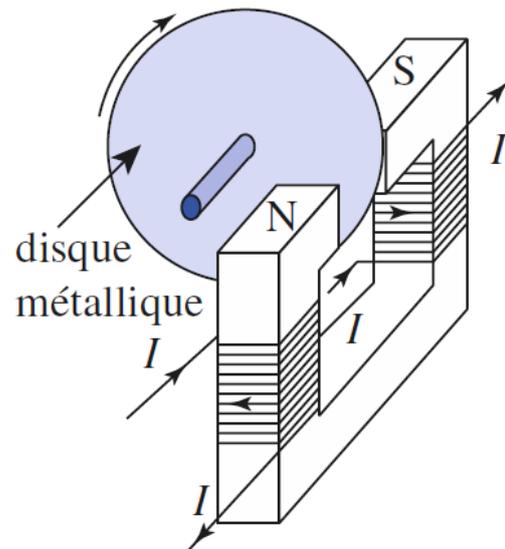
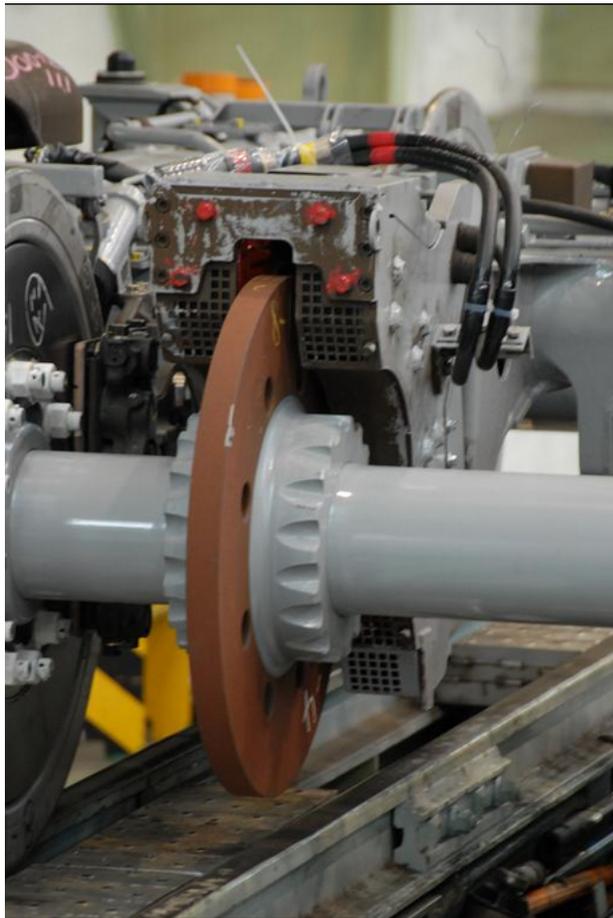


FIGURE 5 – Freinage par courant de Foucault

On change d'induction, cette fois-ci c'est le conducteur qui bouge dans un champ constant. Mais le principe reste le même et il va y avoir création de courants de Foucault. La force de Laplace sur ces courants va donc produire une force qui va ralentir le mouvement du disque (faire le raisonnement qualitatif ou juste invoquer Lenz Raiton! La loi de modération de Lenz!)

Remarques :

- breveté depuis 1903 et première réalisation 1936
- dépend de la vitesse instantannée du disque donc ne permet pas un ralentissement total, ce système doit être utilisé en parallèle d'un autre système de freinage classique
- pas de contact = pas d'usure mécanique!
- par contre l'énergie perdue par échauffement (effet Joule toujours...) est perdue en pure perte, on peut pas la récupérer comme cela est fait dans les freinages par conversion electro-mécanique de puissance



Chute d'aimant dans un tube de cuivre



Tu sais quoi faire. La chute est ralentie par l'établissement de courants de Foucault dans le tube conducteur.

4 Couplage électromécanique

4.1 Conversion électromécanique de puissance

➤ LP20

4.2 Étude du haut-parleur

➤ <http://olivier.granier.free.fr/Seq15/co/rappels-de-cours-ind-EM-ind-haut-parleur.html>

➤ CCP PC 2016, <http://cpgedupuydelome.fr/IMG/pdf/d8-c-prive.pdf>

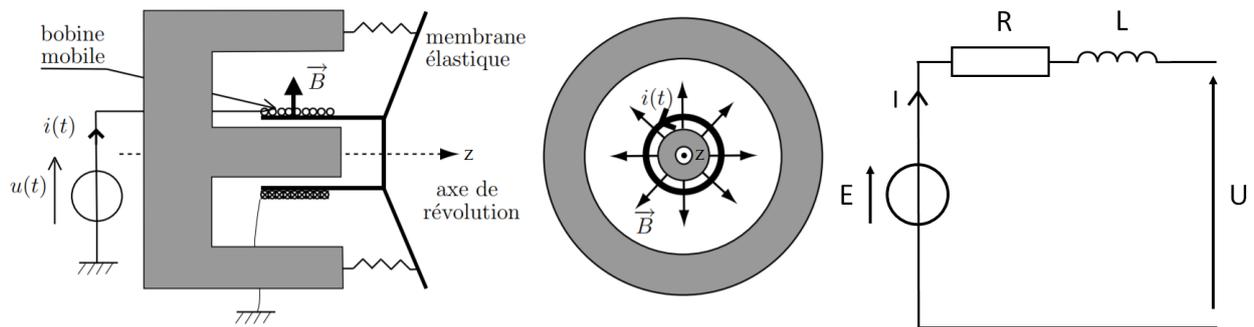


FIGURE 6 – Le haut parleur et son schéma équivalent