

ÉLECTROMAGNÉTISME 7 :

Applications de l'induction

École Centrale Pékin

2020-2021

Table des matières

1	Le transformateur électrique	2
1.1	Modèle du transformateur électrique idéal	2
1.2	Utilisations d'un transformateur	3
2	Systèmes électromécaniques	4
2.1	Le haut-parleur	4
2.2	Le moteur à courant continu et la dynamo	6
3	Induction sans variation de flux ?	9
3.1	Les courants de FOUCAULT	9
3.2	La roue de Barlow	9
3.3	Applications des courants de Foucault	12

Dans tout ce chapitre, nous nous placerons dans le cadre de l'**approximation des régimes quasi-stationnaires magnétique** que nous nommerons par abus de langage simplement ARQS : le champ magnétique $\vec{B}(M, t)$ sera déterminé en tout point M et à tout instant t par application des lois de la **magnétostatique**, ce qui suppose a priori qu'on n'étudie que des champs à variation suffisamment lente.

1 Le transformateur électrique

1.1 Modèle du transformateur électrique idéal

Un transformateur électrique est composé de deux enroulements de fils en interaction magnétique. L'enroulement de gauche, constitué de N_1 spires est appelé enroulement **primaire**. L'enroulement de droite, constitué de N_2 spires est appelé **secondaire**.

Les lignes de champs sont canalisées par un matériau ferromagnétique reliant les deux enroulements ce qui permet de maximiser l'induction mutuelle M .

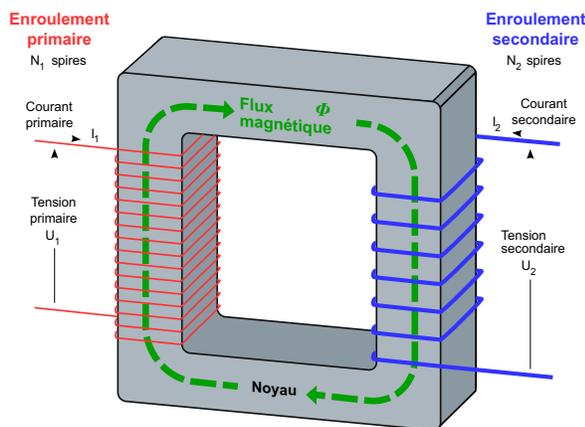


FIGURE 1 – Principe d'un transformateur



FIGURE 2 – Photographie d'un transformateur

Un transformateur idéal (ou parfait) est un transformateur pour lequel :

- le couplage magnétique entre les deux enroulements est parfait, $m = 1$ ou $M = L_1 L_2$
- La puissance électrique reçue par le primaire est intégralement transférée au secondaire (pas de pertes énergétiques)

Dans le modèle du transformateur idéal le champ magnétique étant parfaitement canalisé, le flux ϕ traversant chaque spire est le même et est appelé **flux commun**. On a donc pour chaque enroulement :

$$\phi_1 = N_1 \phi \quad \text{et} \quad \phi_2 = N_2 \phi$$

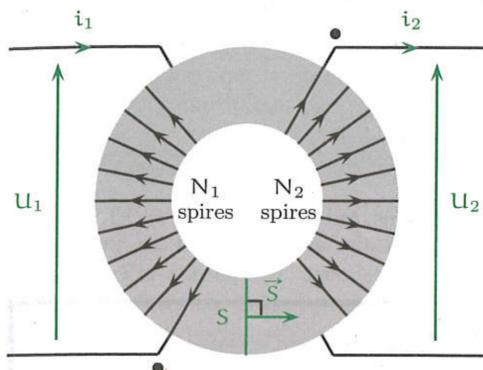


FIGURE 3 – vue du dessus

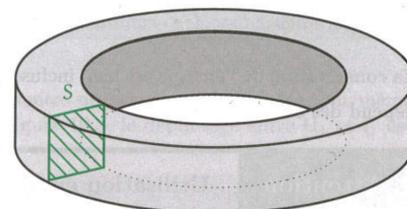


FIGURE 4 – circuit équivalent

En introduisant les forces électromotrices respectives e_1 et e_2 induites dans les enroulements, la loi de Faraday appliquée à chaque circuit s'écrit :

$$e_1 = -\frac{d\phi_1}{dt} = -N_1 \frac{d\phi}{dt} \quad \text{et} \quad e_2 = -\frac{d\phi_2}{dt} = -N_2 \frac{d\phi}{dt} \quad \text{donc} \quad \boxed{\frac{e_2}{e_1} = \frac{N_2}{N_1}}$$

D'après le schéma électrique équivalent ci-contre, nous pouvons obtenir la relation finale entre les tensions u_1 et u_2 :

$$u_1 = -e_1 \quad \text{et} \quad u_2 = e_2 \quad \text{donc} \quad \boxed{\frac{u_2}{u_1} = -\frac{N_2}{N_1}}$$

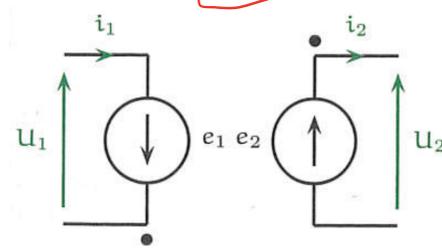


FIGURE 5 – circuit équivalent

Le primaire étant en convention récepteur et le secondaire est en convention générateur. Par conséquent la puissance électrique reçue par le primaire $\mathcal{P}_1 = u_1 \times i_1$ et la puissance fournie par le secondaire est $\mathcal{P}_2 = u_2 \times i_2$.

Le transformateur étant supposé idéal, la puissance arrivant au primaire est intégralement transférée au secondaire, donc :

$$\mathcal{P}_1 = \mathcal{P}_2 \quad \text{donc} \quad \frac{i_2}{i_1} = \frac{u_1}{u_2} \quad \text{puis} \quad \boxed{\frac{i_2}{i_1} = -\frac{N_1}{N_2}}$$

Remarques :

- Le signe des deux formules précédentes dépendent seulement des orientations des enroulements de fils.
- Le transformateur repose sur le principe de l'induction, il ne fonctionne donc qu'en régime sinusoïdal ! (le flux de \vec{B} dépend du temps)
- Dans la réalité le transformateur n'est pas parfait et il y a des pertes d'énergie (pertes Joule dans les conducteurs, pertes dans le matériau ferromagnétique, pertes de flux magnétique). Les pertes dans le matériaux ferromagnétique reliant les deux bobines peuvent être modélisées en étudiant le comportement des champs électromagnétiques dans la matière de façon similaire au travail fait dans les milieux diélectriques.

1.2 Utilisations d'un transformateur

Les appareils électriques ont un fonctionnement optimal pour une certaine valeur de la tension d'alimentation. Or, la tension délivrée sur le réseau électrique est de 220 V, ce qui est parfois trop élevé pour ces appareils (risque de surchauffe ou de destruction). On utilise alors un transformateur pour relier l'appareil au réseau électrique, évitant ainsi tout problème.



$$\left| \frac{u_2}{u_1} \right| < 1 \quad \rightarrow \quad \frac{N_2}{N_1} > 1$$



Le transport de l'électricité sur le réseau électrique se fait à très haute tension (ce qui diminue les pertes par effet Joule sur les lignes). Il faut donc installer proche des villes des transformateurs qui abaissent la tension qui sera délivrée aux utilisateurs.

Si l'on veut mesurer le courant circulant dans un fil électrique sans ouvrir le circuit pour y placer un ampèremètre, on peut utiliser une pince ampèremétrique afin d'utiliser l'induction mutuelle pour mesurer le courant de façon sûre.



2 Systèmes électromécaniques

2.1 Le haut-parleur

La haut-parleur est un transducteur qui transforme un signal électrique (courant) en un signal mécanique (onde sonore)

Il est constitué d'un aimant créant un champ magnétique $\vec{B} = B \vec{e}_r$ radial et d'une bobine de rayon a constituée de N spires attachée à une membrane mobile. La bobine possède une inductance L_0 et une résistance R_0 .

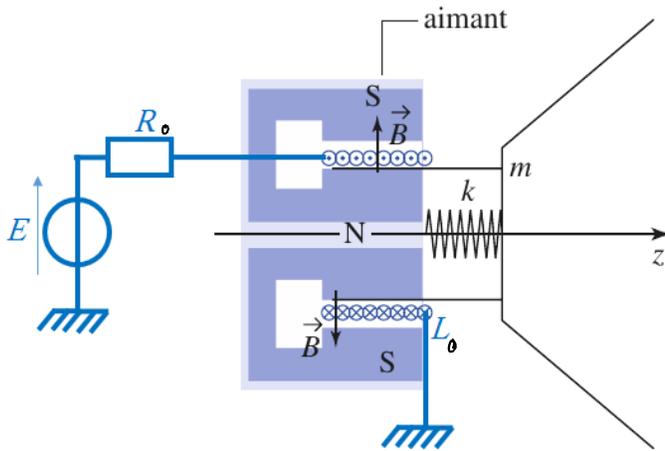


FIGURE 6 – coupe transversale

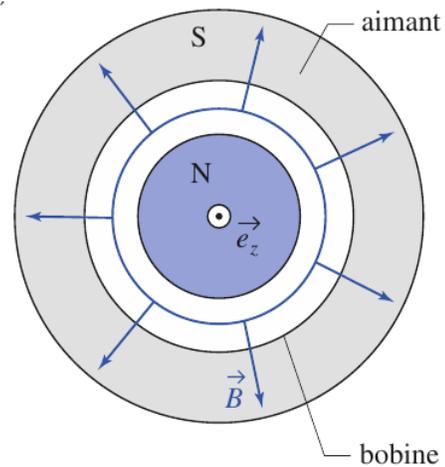


FIGURE 7 – Vue de face de l'aimant

La membrane peut bouger librement le long de l'axe z et est soumise à trois forces :

- Son poids : $m\vec{g}$.
- La réaction du support : \vec{R} .
- Une force de rappel élastique $\vec{F}_R = -kz\vec{e}_z$.
- Une force de frottement fluide $\vec{F}_\lambda = -\lambda\vec{v}$, cette force représente l'énergie mécanique transférée aux molécules d'air.
- La force de Laplace \vec{F}_L issue du phénomène d'induction

• Equation mécanique

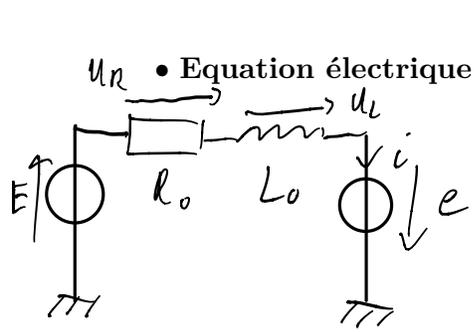
Pour 1 spire $\vec{f}_L = \int_{\text{spire}} i d\vec{l} \wedge \vec{B} = iB \int_0^{2\pi} a d\theta \vec{u}_\theta \wedge \vec{u}_r = -2\pi a i B \vec{u}_z$

Pour la bobine $\vec{F}_L = N \vec{f}_L = -2\pi a i B N \vec{u}_z$

T R C à la membrane : $m \vec{a} = m\vec{g} + \vec{R} + \vec{F}_R + \vec{F}_\lambda + \vec{F}_L$

// \vec{u}_z $m \ddot{z} = -kz - \lambda \dot{z} - 2\pi a i B N$

$m \ddot{z} + k z + \lambda \dot{z} + 2\pi a i B N = 0$ (1)



$$e = N \int (\vec{v}_e \wedge \vec{B}) \cdot d\vec{l} = N \int_0^{2\pi} (\underbrace{z \vec{u}_z \wedge B \vec{u}_r}_{z B \vec{u}_\theta}) \cdot a d\theta \vec{u}_\theta$$

$$e = 2\pi N a z B$$

Loi des mailles : $E + u_R + u_L + e = 0$

$$E - R i - L \frac{di}{dt} + 2\pi N a z B = 0 \quad (2)$$

• Bilan de puissance

$$(1) \ddot{z} - (2) i = 0$$

$$m \ddot{z} + k z + \lambda \dot{z} + 2\pi a N i z B - E i + R i^2 + L i \frac{di}{dt} - 2\pi N a z B i = 0$$

Couplage électromécanique : $F_L v_e = e i$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m \dot{z}^2 \right) + \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} k z^2 \right) + \lambda v_e^2 - E i + R i^2 + \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} L i^2 \right) = 0$$

E_c E_p E_L

⚠ $E i = R i^2 + \lambda v_e^2 + \frac{d}{dt} (E_c + E_p + E_L)$

↑ puissance élec. injectée ↑ pertes Joule ↑ puissance acoustique ↑ énergie air. ↑ énergie dans le ressort ← énergie stockée dans la bobine

• Résolution en régime sinusoïdal

Dans le cas d'une tension en entrée sinusoïdale $E(t) = E_0 \cos \omega t$, déterminons la relation entre i et v .

$$\underline{E}(t) = E_0 e^{j\omega t} \quad (1) \rightarrow -m \omega^2 \underline{z} + k \underline{z} + j\omega \lambda \underline{z} + 2\pi a N \underline{i} B = 0$$

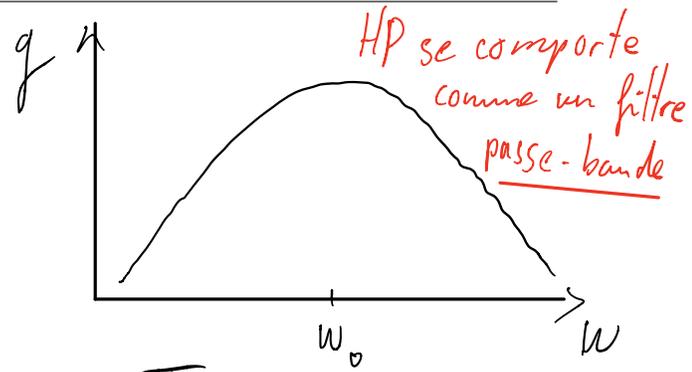
$$\text{or } \underline{v} = j\omega \underline{z} \quad j m \omega \underline{v} + \frac{k \underline{v}}{j\omega} + \lambda \underline{v} = -2\pi a N \underline{i} B$$

$$\underline{v} = \frac{-2\pi a N \underline{i} B}{\lambda + j(m\omega - \frac{k}{\omega})}$$

$$g(\omega) = \frac{|v|}{|i|} = \frac{2\pi a N B}{\left(\lambda^2 + (m\omega - \frac{k}{\omega})^2 \right)^{1/2}}$$

$$g(\omega) \underset{\omega \rightarrow \infty}{\sim} \frac{2\pi a N B}{m \omega} \rightarrow 0$$

$$g(\omega) \underset{\omega \rightarrow 0}{\sim} \frac{2\pi a N B}{k} \omega \rightarrow 0$$



$g(\omega)$ est max. lorsque $m\omega - \frac{k}{\omega} = 0$, i.e. $\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$

Remarque : Le système du haut-parleur est complètement inversible, un onde sonore mécanique peut mettre en mouvement la membrane qui grâce au phénomène d'induction va créer un courant induit. C'est le principe du microphone. Pour des questions d'impédance il faut en réalité un peu adapter le dispositif

2.2 Le moteur à courant continu et la dynamo

2.2.1 Cas d'une spire

On commence par modéliser la machine à courant continu par une spire rectangulaire (MNPQ) de côtés a et b (voir Figure 8), est en rotation autour de l'axe \vec{u}_z . Sa position est repérée par l'angle θ . Cette spire baigne dans un champ magnétique permanent et uniforme $\vec{B}_0 = B_0 \vec{u}_x$ généré par un aimant permanent fixe (stator). Toute la partie mobile du moteur constitue le rotor.

La spire est reliée à une source de tension E par un système collecteur-balais aux points de contact qui commutent à chaque demi-tour. Le but est d'inverser le sens de courant dans la spire à chaque demi-tour. La conséquence est que le courant dans le segment de la spire du côté du pôle nord du stator est toujours orienté selon $-\vec{u}_z$ et le courant dans le segment du côté du pôle sud est toujours orienté selon \vec{u}_z .

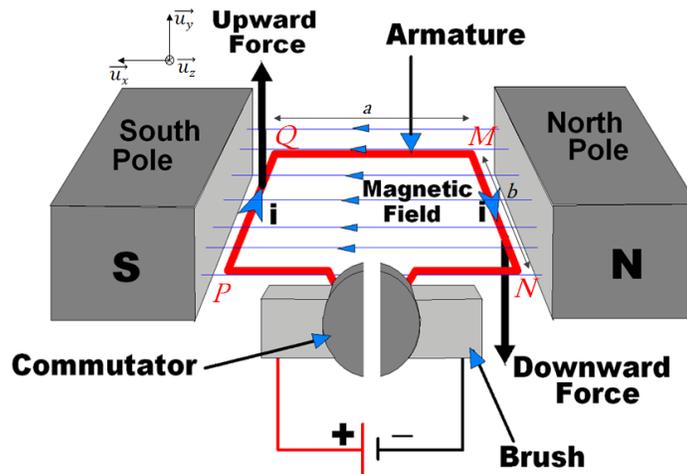
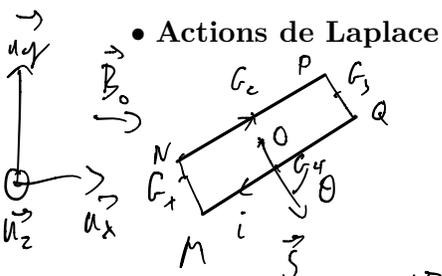


FIGURE 8 – schéma du moteur à simple spire



$$d\vec{F}_L = i d\vec{l} \wedge \vec{B}_0$$

$$\vec{F}_{L, \text{spire}} = \vec{F}_L(MN) + \vec{F}_L(NP) + \vec{F}_L(PQ) + \vec{F}_L(QM)$$

$$\text{or } \vec{F}_L(MN) = \int_M^N i B_0 dl (-\vec{u}_z) \wedge \vec{u}_x = -i B_0 b \vec{u}_y$$

$$\vec{F}_L(NP) = \int_N^P i B_0 dl (\cos \theta \vec{u}_y + \sin \theta \vec{u}_x) \wedge \vec{u}_x = i B_0 \cos \theta a (-\vec{u}_z)$$

$$\vec{F}_L(PQ) = \int_P^Q i B_0 dl (\vec{u}_z \wedge \vec{u}_x) = i B_0 b \vec{u}_y$$

$$\text{et } \vec{F}_L(QM) = \int_Q^M i B_0 dl (-\cos\theta \vec{u}_y - \sin\theta \vec{u}_x) \wedge \vec{u}_x = i B_0 a \cos\theta \vec{u}_z$$

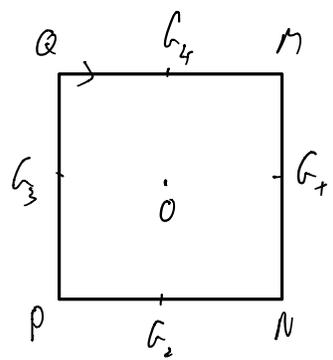
$B_0 \wedge \vec{u}_z$
 $\vec{F}_{L\text{-spire}} = \vec{0}$

$$\vec{F}_{L\text{-spire}} = \vec{F}_{F_L}(MN) + \vec{F}_{F_L}(NP) + \vec{F}_{F_L}(PQ) + \vec{F}_{F_L}(QM)$$

$$= \vec{OG}_x \wedge \vec{F}_L(MN) + \vec{OG}_z \wedge \vec{F}_L(NP) + \dots$$

$$= \frac{a}{2} \begin{pmatrix} -\sin\theta \\ -\cos\theta \end{pmatrix} \wedge (-i B_0 b \vec{u}_y) + \frac{b}{2} (-\vec{u}_z) \wedge (i B_0 a \cos\theta \vec{u}_x)$$

$$+ \frac{a}{2} \begin{pmatrix} \sin\theta \\ \cos\theta \end{pmatrix} \wedge i B_0 b \vec{u}_y + \frac{b}{2} \vec{u}_z \wedge (i B_0 a \cos\theta \vec{u}_x)$$



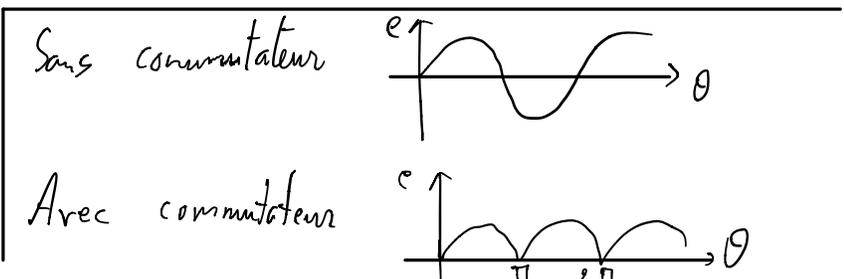
$\vec{F}_{L\text{-spire}} = a \sin\theta i B_0 b \vec{u}_z \neq \vec{0}$ sauf $\theta = 0 [\pi]$

• Force électromotrice

$e = -\frac{d\phi}{dt}$ (loi de Faraday)

$\phi = \vec{B}_0 \cdot \vec{S} = B_0 ab \vec{u}_x \cdot \begin{pmatrix} \cos\theta \\ -\sin\theta \end{pmatrix} = B_0 ab \cos\theta$

$e = + B_0 ab \sin\theta \frac{d\theta}{dt} = \Omega$



Le rotor dans ce cas (spire simple) va tourner, il y a création d'une f.é.m, il s'agit alors d'un moteur. Cependant il y a 2 points morts pour chaque tour de moteur où il n'y a plus d'action de forces de Laplace et où la f.é.m. s'annule. Le fonctionnement du moteur est alors très saccadé et fluctuant.

2.2.2 Cas de plusieurs spires

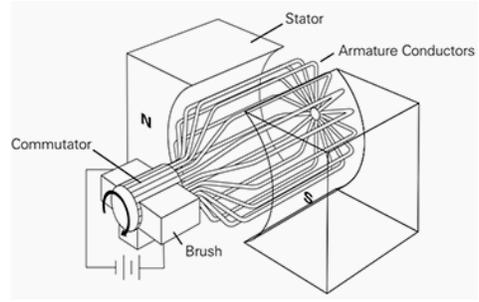
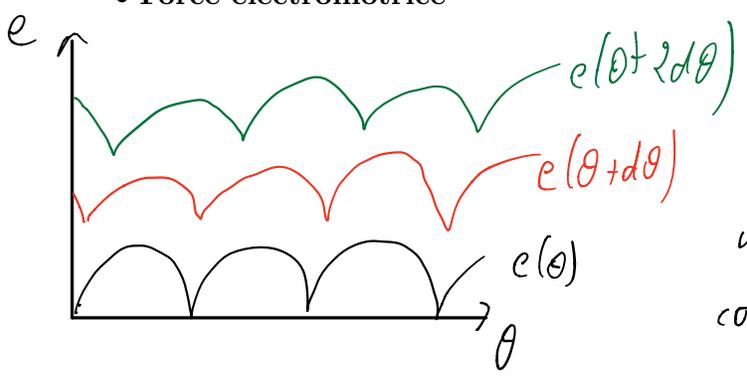


FIGURE 9 – schéma du moteur avec plusieurs spires

• Force électromotrice



$e_{tot} = \sum e(\theta) \rightarrow$ lissage de la f.é.m.

Si on considère une répartition angulaire uniforme de N spires. Le nombre de spires comprises entre θ et $\theta+d\theta$: $dN = \frac{N}{2\pi} d\theta$

$$e_{tot} = \int_0^{2\pi} e(\theta) dN = \int_0^{2\pi} \frac{N}{2\pi} B_0 ab \Omega \sin\theta d\theta = \frac{NB_0 ab \Omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin\theta d\theta$$

$$e_{tot} = \frac{Nab B_0 \Omega}{\pi}$$

• Actions de Laplace

De même $\vec{r}_{F_{L,tot}} = \int_0^{2\pi} \vec{r}_{F_L} d\theta \frac{N}{2\pi}$

$$\vec{r}_{F_{L,tot}} = \frac{Nab i B_0 \vec{u}_z}{\pi}$$

• Equation mécanique

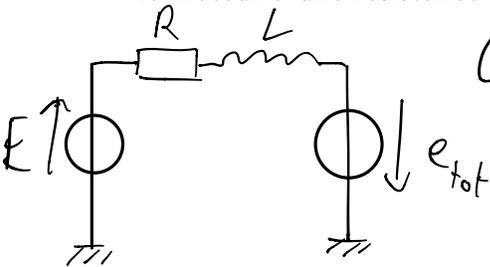
Le système mobile a un moment d'inertie J par rapport à l'axe \vec{u}_z . Un système mécanique S exerce sur l'axe un couple résistant noté $(-\Gamma)$. Ce couple représente la charge du moteur, nous supposons que Γ est constant.

T R C au rotor // \vec{u}_z

$$J \frac{d\Omega}{dt} = \tau_{F_{L,tot}} - \tau \quad (1)$$

• Equation électrique

Le moteur est alimenté par un générateur à tension continue E . Le bobinage complexe qui constitue le moteur a une résistance et une inductance, notées R et L respectivement.



$$E - Ri - L \frac{di}{dt} + e_{tot} = 0 \quad (2)$$

• Régime permanent

$$\frac{d\Omega}{dt} = 0$$

$$(1) \rightarrow \tau_{F_{L,tot}} = \tau = \frac{Nab i B_0}{\pi} \rightarrow i = \frac{\pi \tau}{Nab B_0} = cste$$

$$(2) \rightarrow E - Ri + \frac{NB_0 ab \Omega}{\pi} = 0 \rightarrow \Omega = \frac{\pi}{NB_0 ab} \left(\frac{R \pi \tau}{Nab B_0} - E \right)$$

• Bilan d'énergie

$$(1)\Omega - (2)i \quad J\Omega \frac{d\Omega}{dt} - \cancel{P_{L_{F_c, tot}} \Omega} + P\Omega - E_i + Ri^2 + Li \frac{di}{dt} - \cancel{e_{tot} i} = 0$$

Couplage électromécanique : $P_{L_{F_c, tot}} \Omega = e_{tot} i = \frac{Nab i B_0 \Omega}{\pi}$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} J \Omega^2 + \frac{1}{2} L i^2 \right) + P\Omega - E_i + Ri^2 = 0$$

\uparrow E_C \uparrow E_L Régime permanent $E_i = Ri^2 - P\Omega$

pertes Joule \downarrow
 puissance mécanique \swarrow
 puissance injectée \nwarrow

Remarque : Ce système, comme pour le haut-parleur, est complètement inversible. C'est le principe de l'alternateur utilisé pour transformer une énergie mécanique en énergie électrique dans toutes les centrales électriques.

En alternateur : $-P\Omega = E_i - Ri^2$ pertes Joule

$\underbrace{\hspace{10em}}_{>0}$ \nwarrow puissance éléct. générée
 \nwarrow puissance injectée

$P < 0$

3 Induction sans variation de flux ?

3.1 Les courants de FOUCAULT

L'induction a été étudiée pour des circuits filiformes. Elle existe aussi pour des masses métalliques conductrices, qu'elles soient fixes dans un champ variable (cas de NEUMANN) ou mobiles dans un champ stationnaire (cas de LORENTZ). Apparaissent alors des **champs électromoteurs** et des **courants volumiques** dits **courants de FOUCAULT**, donc des effets Joule et des forces de Laplace.

La plupart du temps l'expression des courants volumiques induits ne peuvent pas être calculés analytiquement et reposent donc sur un traitement empirique.

3.2 La roue de Barlow

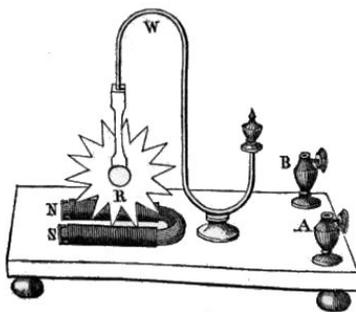


FIGURE 10 – Schéma du montage historique de la roue de Barlow

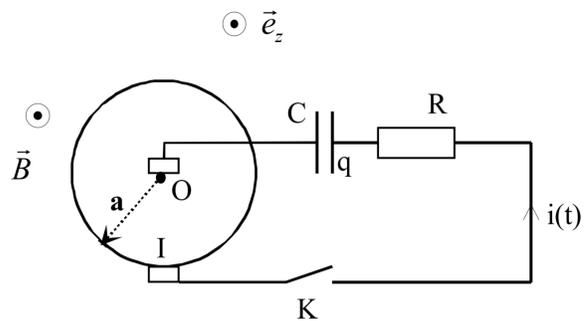


FIGURE 11 – Schéma électrique de la roue de Barlow

La roue de Barlow est le nom de l'une des toutes premières démonstrations de machine électrique.

Elle fut imaginée et mise en œuvre par le mathématicien et physicien anglais PETER BARLOW en 1822. Le montage, schématisé dans la Figure 10, comprend essentiellement un disque métallique qui est libre de tourner autour de son axe dans un champ magnétique permanent et uniforme. Il est inséré dans un circuit composé d'une résistance et d'une capacité. Historiquement, la roue baigne dans du mercure liquide assurant le contact électrique. Aujourd'hui, on trouve des contacts glissant alternatifs

à ce liquide toxique.

Le champ magnétique étant permanent et uniforme, l'induction de NEUMANN n'intervient pas dans cette expérience. L'induction de LORENTZ ne semble pas non plus possible ici car le circuit électrique ne se déforme pas. Comment peut-il y avoir apparition d'une f.é.m. si le flux magnétique à travers le circuit ne varie pas ?

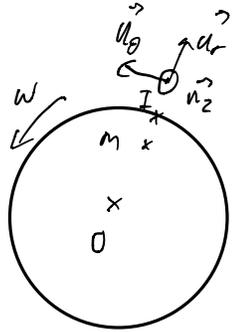
Expérimentalement, la roue tourne à une vitesse angulaire ω_0 initialement. A $t = 0$, on ferme le circuit.

• Equation électrique

$$e = \int_0^a (\vec{v}_e \wedge \vec{B}) \cdot d\vec{l} = \int_0^a (r\omega \vec{u}_\theta \wedge B \vec{u}_z) \cdot (dr \vec{u}_r + r d\theta \vec{u}_\theta)$$

$$e = \int_0^a r\omega B \vec{u}_r \cdot (dr \vec{u}_r + r d\theta \vec{u}_\theta)$$

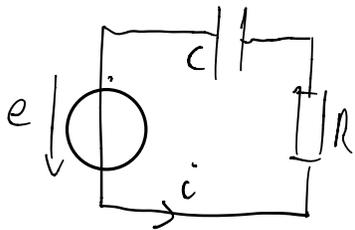
tout se passe comme si le courant était radial



$$e = a^2 \frac{\omega B}{2}$$

loi des mailles : $R \frac{du_c}{dt} + u_c = e$

$$i = C \frac{du_c}{dt}$$



$$\frac{du_c}{dt} + \frac{u_c}{\tau} = \frac{a^2 \omega B}{2\tau}$$

$$\tau = RC$$

• Equation mécanique

$$d\vec{T}_{F_L} = \vec{OM} \wedge (i d\vec{l} \wedge \vec{B}) = i B r \vec{u}_r \wedge [(dr \vec{u}_r + r d\theta \vec{u}_\theta) \wedge \vec{u}_z]$$

$$= i B r \vec{u}_r \wedge [dr (-\vec{u}_\theta) + r d\theta \vec{u}_r] = -i B r dr \vec{u}_z$$

$$\vec{T}_{F_L} = \int_0^a d\vec{T}_{F_L} = -\frac{i B a^2}{2} \vec{u}_z$$

TRC à la roue de moment d'inertie J : $J \frac{d\omega}{dt} = T_{F_L} = -\frac{i B a^2}{2} = -\frac{C B a^2}{2} \frac{du_c}{dt}$

Intégration entre 0 et t :

$$J (\omega(t) - \omega_0) = -\frac{C B a^2}{2} (u_c(t) - u_c(0))$$

tension u_c est continue : $u_c(0^+) = u_c(0^-) = 0$

• Résolution des équations couplées

$$\begin{cases} J(\omega(t) - \omega_0) = -\frac{C B a^2}{2} u_c(t) & (1) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{d u_c}{dt} + \frac{u_c}{\tau} = \frac{a B}{2 \tau} \omega(t) & (2) \end{cases}$$

$$(2) \rightarrow (1): J \left[\frac{2 \tau}{a^2 B} \left(\frac{d u_c}{dt} + \frac{u_c}{\tau} \right) - \omega_0 \right] = -\frac{C B a^2}{2} u_c(t)$$

$$\frac{2 J \tau}{a^2 B} \frac{d u_c}{dt} + u_c \left(\frac{2 J}{a^2 B} + \frac{C B a^2}{2} \right) - J \omega_0 = 0$$

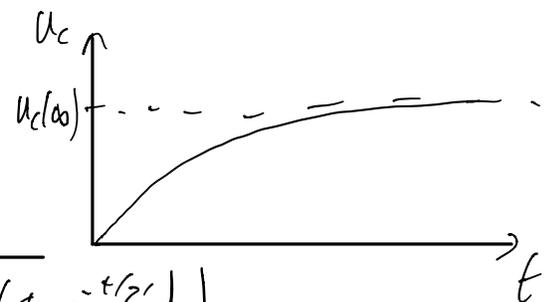
$$\frac{d u_c}{dt} + u_c \left(\frac{1}{\tau} + \frac{C B^2 a^4}{4 J \tau} \right) - \frac{\omega_0 a^2 B}{2 \tau} = 0$$

 $\tau' < \tau$

$$\rightarrow u_c(t) = A e^{-t/\tau'} + \frac{\omega_0 a^2 B \tau'}{2 \tau}$$

$$\text{or } u_c(0) = 0 \rightarrow u_c(t) = \frac{\omega_0 a^2 B \tau'}{2 \tau} (1 - e^{-t/\tau'})$$

$$u_c(t) = \frac{\omega_0 a^2 B}{2 \left(1 + \frac{C B a^2}{4 J} \right)} (1 - e^{-t/\tau'})$$



$$(2) \rightarrow \omega(t) = \frac{2 \tau}{a^2 B} \left(-\frac{1}{\tau'} e^{-t/\tau'} u_c(\infty) + \frac{u_c(\infty)}{\tau} (1 - e^{-t/\tau'}) \right)$$

$$\omega(t) = \omega(\infty) \left(1 - \left(2 - \frac{C B^2 a^4}{4 J} \right) e^{-t/\tau'} \right)$$

$$\text{avec } \omega(\infty) = \frac{2 u_c(\infty)}{a^2 B} = \frac{\omega_0}{1 + \frac{C B a^2}{4 J}} < \omega_0 \quad \text{freinage}$$

Bilan : Chaque élément du circuit est traversé par un courant élémentaire qui dépend de la position de la roue. Puisque la roue tourne, la partie de la roue traversée par les courants varie au cours du temps. C'est alors dans ce sens que le circuit est mobile et qu'il existe un phénomène d'induction de LORENTZ.

3.3 Applications des courants de Foucault

- **Freinage par induction**

Une des caractéristiques de l'induction est de s'opposer aux causes qui lui ont données naissance. En particulier, lorsqu'un conducteur en mouvement est plongé dans un champ magnétique, il est soumis à des forces de LAPLACE volumiques qui tendent à s'opposer au mouvement du conducteur.

Dans le cas où les courants peuvent être effectivement déterminés, on peut calculer les forces de Laplace volumique par la formule générale des forces de Laplace :

$$d\vec{F}_{Laplace} = \vec{j} d\tau \wedge \vec{B}$$

Ces forces de Laplace volumiques permettent de ralentir le conducteur ou de le freiner. Cet effet est utilisé par exemple pour freiner des camions comme illustré sur la figure 12.

- **Chauffage par induction**

La figure 13 présente le principe des **plaques à induction**. Dans les plaques, des bobines sont alimentées par un courant variable et créent un champ magnétique variable. Le flux variable de ce champ magnétique à travers un dispositif approprié et situé dans la casserole crée des courants qui, par effet Joule, vont chauffer les aliments. En plus de plaques à induction, il faut donc les instruments de cuisine appropriés, le dispositif ne fonctionnant pas avec des casseroles quelconques. L'avantage est que les plaques ne chauffent quasiment pas contrairement aux autres dispositifs de chauffage pour la cuisine.

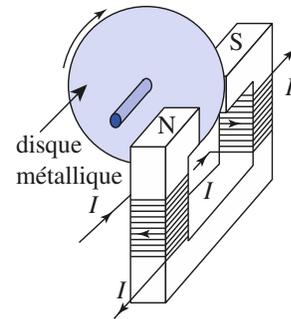


FIGURE 12 – Disitif pour le freinage par induction

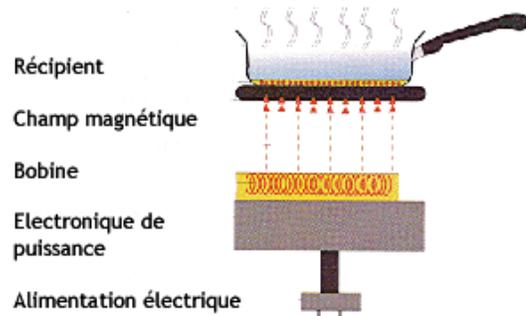


FIGURE 13 – Principe des plaques à induction



FIGURE 14 – Plaques à induction



FIGURE 15 – Les plaques restent froides