

PROPRIETES ELEMENTAIRES DU CIRCUIT MAGNETIQUE

I INTRODUCTION

Le principe de fonctionnement des machines électriques est basé sur l'interaction entre le champ magnétique et le champ électrique. Les performances associées au champ magnétique sont considérablement accrues par l'utilisation de matériaux magnétiques mis en œuvre dans des structures appelées *circuits magnétiques*.

Les propriétés des circuits magnétiques s'étudient de façon simple à partir de deux lois directement dérivées des équations de Maxwell:

II Champ d'excitation magnétique \vec{H}

II.1 Définition

Le champ d'excitation \vec{H} rend compte de l'influence du milieu magnétique sur les grandeurs. Il s'exprime en Ampères par mètre.

Dans le vide ou dans l'air : l'induction et l'excitation magnétique sont colinéaires :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

Au sein d'un matériau magnétique : il en est de même. Mais on fait intervenir la perméabilité relative du matériau μ_r :

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

La *perméabilité* est la faculté que possède un matériau à canaliser le champ magnétique, c'est à dire à concentrer les lignes de champ du spectre magnétique ou à augmenter la valeur de l'induction magnétique.

II.2 Théorème d'Ampère

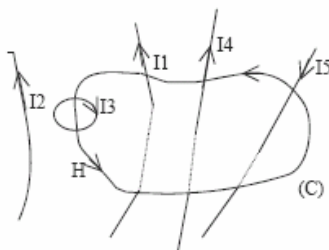
La circulation du vecteur \vec{H} le long d'une courbe fermée (C) quelconque est égale à la somme algébrique des courants traversant la surface s'appuyant sur le contour (C).

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_j \pm I_j$$

Le courant sera pris positivement si il est dans le sens de la normale à la surface (règle du tire-bouchon par rapport au sens de parcours du contour C).

Le courant sera pris négativement si il est dans le sens contraire de la normale à la surface (règle du tire-bouchon par rapport au sens de parcours du contour C).

Exemple :

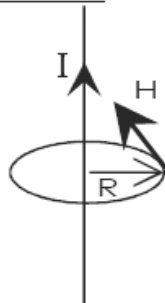


Le courant I_2 n'intervient dans le calcul. L'application du théorème d'ampère donne :

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_1 - I_3 + I_4 - I_5$$

II.3 Exemple d'application

Cas du fil infini :



Les lignes de champ des vecteurs \vec{B} et \vec{H} sont des cercles dont l'axe est le conducteur électrique. Nous allons prendre comme contour fermé une ligne de champ située à une distance R. Sur ce contour, le champ est constant.

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I = H * 2\pi R$$

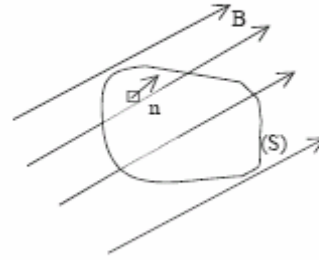
$$H = \frac{I}{2\pi R}$$

III Flux magnétique

III.1 Définition

Le flux du vecteur d'induction magnétique \vec{B} à travers une surface fermée (S) est définie par :

$$\Phi_S = \iint_{(S)} \vec{B} \cdot \vec{n} \, dS$$



Avec \vec{n} vecteur normal à la surface S.

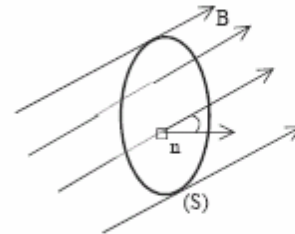
Le flux magnétique s'exprime en Weber (Wb).

III.2 Cas d'une spire inclinée

On supposera le champ d'induction constant au travers de la spire S. On appellera α l'angle entre la normale à la spire et le champ B :

$$\Phi_S = \iint_{(S)} \vec{B} \cdot \vec{n} \, dS = \iint_{(S)} B \cos \alpha \, dS = B \cos \alpha \iint_{(S)} dS$$

$$\Phi_S = BS \cos \alpha$$



III.3 Propriété : loi de conservation du flux

III.3.1 Notion de tube d'induction

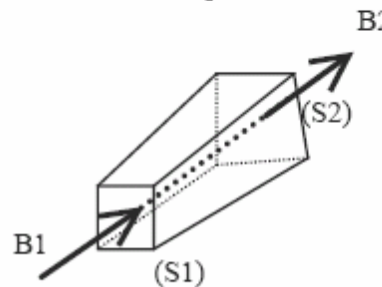
Un tube d'induction (ou de champ) est un morceau d'espace fermé s'appuyant sur deux contours fermés C1 et C2, où chaque point de C1 est relié à un point de C2 par une ligne de champ magnétique (le champ y est tangentiel).

III.3.2 Propriété

Le flux magnétique est conservé suivant au sein d'un tube de champ.

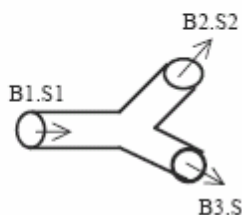
$$\Phi_{S1} = \Phi_{S2}$$

$$\vec{B}_1 \cdot \vec{S}_1 = \vec{B}_2 \cdot \vec{S}_2$$



On peut généraliser ce principe en disant qu'au sein d'un volume fermé, le flux entrant est égal au flux sortant.

Exemple :



En appliquant la loi de conservation du flux on obtient comme relation :

$$B1.S1 = B2.S2 + B3.S3$$

IV Milieux magnétiques isotropes

IV.1 Relation entre \vec{B} et \vec{H} dans le vide

Nous avons déjà vu que dans le vide, le champ d'induction \vec{B} et le champ d'excitation \vec{H} , étaient colinéaires et liés par la relation : $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

IV.2 Milieux magnétiques isotropes

Au sein d'un matériau, le champ d'excitation \vec{H} est toujours donné par le théorème d'Ampère. Sous le champ d'excitation \vec{H} , il va se produire une influence du milieu qui va se superposer au champ d'excitation pour produire le champ d'induction. On définit cette réaction à l'aide du vecteur d'aimantation \vec{J} :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J}$$

Cette aimantation \vec{J} est proportionnelle au champ d'excitation et peut se mettre sous la forme : $\vec{J} = \chi \vec{H}$ où χ est la susceptibilité magnétique du matériau.

Ainsi le champ d'induction résultant peut s'écrire sous la forme :

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

Avec μ_r la perméabilité relative du matériau et $\mu_r = (1 + \chi)$.

On classifera les matériaux suivant la valeur de leur susceptibilité magnétique χ .

IV.3 Classification des milieux magnétiques

Les valeurs données ci-dessous sont valables à température ambiante.

$\chi < 0$: Milieux diamagnétiques

La susceptibilité χ est faible et de valeur négative. \vec{H} et \vec{J} sont donc de sens contraire.

Matière	susceptibilité χ
Silicium (Si)	$-1,2 \cdot 10^{-6}$
Cuivre (Cu)	$-1,08 \cdot 10^{-6}$
Plomb (Pb)	$-1,4 \cdot 10^{-6}$

$\chi > 0$: Milieux paramagnétiques

La susceptibilité χ est faible et de valeur positive. \vec{H} et \vec{J} sont de sens identique.

Matière	susceptibilité χ
Aluminium (Al)	$7,7 \cdot 10^{-6}$
Tungstène (W)	$3,5 \cdot 10^{-6}$
Platine (Pt)	$1,2 \cdot 10^{-5}$

$\chi \gg 0$: Milieux ferromagnétiques

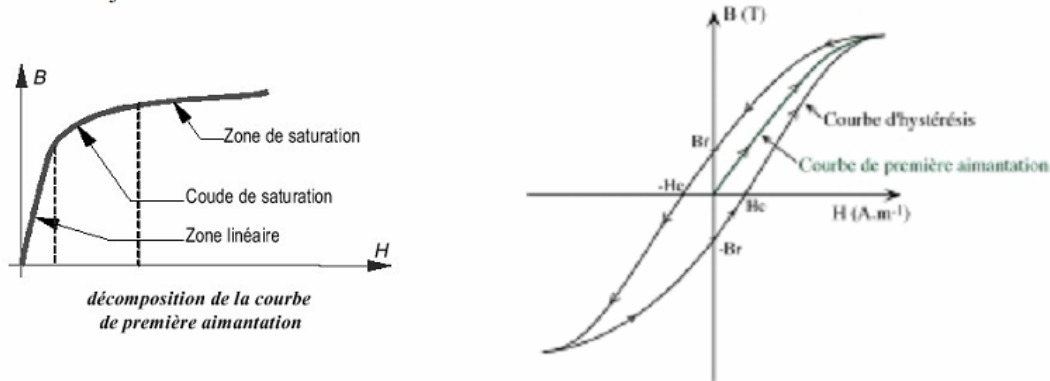
La susceptibilité χ est grande. Ces matériaux sont essentiels pour l'électrotechnique. Ils se basent sur l'utilisation du Fer, Cobalt, Nickel et leurs alliages. La courbe ci-dessous donne un ordre de grandeur et l'évolution de la perméabilité relative pour trois matériaux ferromagnétiques en fonction du champ magnétique B qui les traversent.

IV.4 Loi comportementale des milieux ferromagnétiques : courbes $B=f(H)$

IV.4.1 Courbe de première aimantation et cycle d'hystérésis

Ces courbes montrent comment un corps ferromagnétique réagit à l'excitation magnétique H :

- **Courbe de première aimantation** : courbe $B = f(H)$ lorsque le corps ferromagnétique ne possède aucune aimantation.
- **Cycle d'hystérésis** : courbe $B = f(H)$ lorsque le corps ferromagnétique possède déjà une aimantation.



On définit plusieurs zones dans la courbe $B=f(H)$:

- **Zone linéaire** : dans cette zone, $B = \mu \cdot H$ avec μ constante. C'est cette zone qui est généralement exploitée pour les transformateurs et les machines tournantes.
- **Saturation du milieu ferromagnétique** : lorsque H devient trop grand, B ne varie presque plus. Le matériau magnétique est dit saturé. On a toujours $B = \mu \cdot H$, mais μ n'est plus constant (« il s'écroule »). B tend vers le champ de saturation B_s .
- **Champ rémanent B_r** : champ qui subsiste lorsque $H = 0$ ($i = 0$).
- **Excitation coercitive H_c** : excitation H nécessaire pour annuler le champ rémanent B_r .
- **Hystérésis** : c'est le dédoublement de la caractéristique $B(H)$ du matériau magnétique. *Donc B dépend non seulement de H , mais aussi de l'aimantation antérieure.* Les substances ferromagnétiques sont donc douées de mémoire.

Le cycle d'hystérésis a pour conséquence :

Il subsiste une induction rémanente B_r lorsque l'on annule l'excitation. Si l'on souhaite annuler B , il faut inverser le champ d'excitation H , on appelle la valeur de ce champ le champ coercitif H_c .

IV.5 Classification des matériaux ferromagnétiques

On sépare les matériaux magnétiques en deux familles qui se distinguent par leur courbe $B=f(H)$.

IV.5.1 Matériaux durs

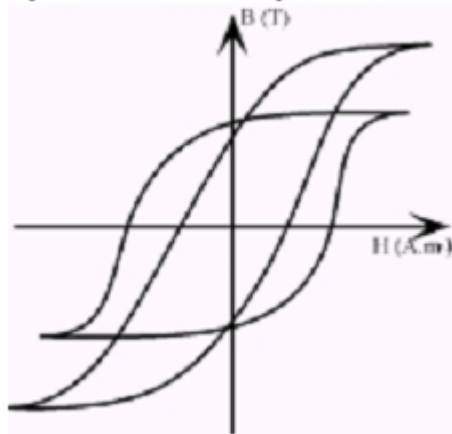
Matériaux qui présentent une forte aimantation rémanente et difficile à annuler (H_c est grand). Ils sont utilisés pour faire des aimants permanents (ex : acier). Ce sont des matériaux qui présentent un cycle d'hystérésis très large ($10^4 \text{ A/m} < H_c < 10^6 \text{ A/m}$).

Ils sont utilisés en général comme aimant. On les utilise dans le 4^{ème} quadrant ($B > 0$ et $H < 0$). H_c devient alors le champ démagnétisant à ne pas dépasser.

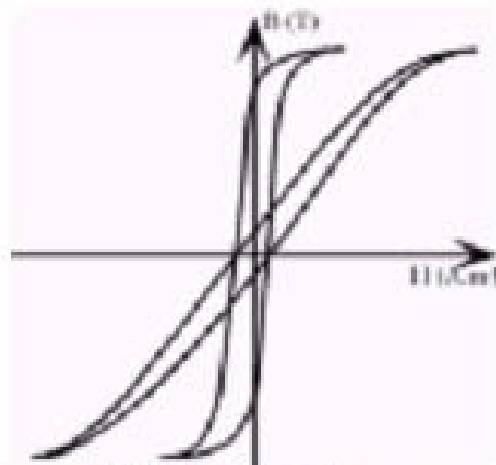
IV.5.2 Matériaux doux

Matériaux qui possèdent une aimantation rémanente facile à annuler (H_c est petit). A l'opposé des matériaux durs, un matériau doux présente un cycle d'hystérésis très petit voir inexistant ($10^{-2} \text{ A/m} < H_c < 100 \text{ A/m}$). C'est la base des machines tournantes ou de tout système magnétique voyant une induction alternative (μ_r dans la zone linéaire : 50 à 10^4).

Exemples de caractéristiques



Evolution $B=f(H)$ pour matériaux durs

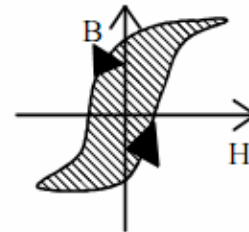


Matériaux doux

IV.6.2. Pertes par hystérésis

Ce type de perte est lié au cycle d'hystérésis du matériau. Le parcours du cycle $B(H)$ fait apparaître une perte d'énergie qui correspond alors à un échauffement de la matière. Elles sont donc proportionnelles à la fréquence et sont liées à la structure du matériau.

$$P_h = \alpha \cdot B_M^2 \cdot f$$



Dans le cadre de transformateur, on utilise des matériaux doux pour cette simple raison.

IV.6.3. Pertes par courants de foucault

Les variations du champ magnétique dans la matière génèrent par induction des courants induits qui se rebouclent sur eux-mêmes. Il y a donc échauffement par effet joule. Cette fois-ci ces pertes sont proportionnelles au carré de la fréquence:

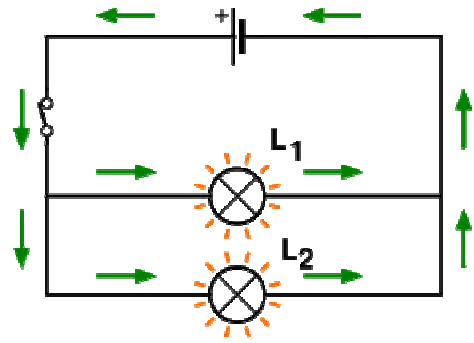
$$P_f = \beta \cdot B_M^2 \cdot f^2$$

Afin de les limiter, on cherche à réduire le parcours des courants induits, c'est pour cette raison que l'on utilise des circuits magnétiques feuilletés isolés.

LE CIRCUIT MAGNETIQUE

On sait qu'un circuit électrique est un système matériel dans lequel on est capable :

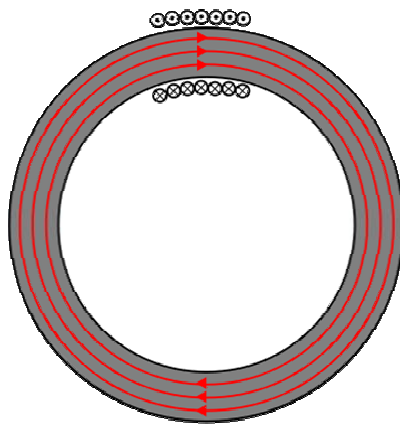
- de contrôler de l'énergie (l'énergie électrique)
- de la guider d'une source (la pile) vers des récepteurs (des lampes à incandescence)



Pour guider cette énergie électrique, qui est liée à un flux d'électrons, on utilise un matériau qui est un bon **conducteur** d'électricité (par exemple un fil de cuivre). Pour se déplacer, les électrons vont choisir bien évidemment le chemin le plus facile, c'est-à-dire suivre les fils de cuivre pour aller d'un point à un autre.

La philosophie pour un circuit magnétique est la même :

- On cherche à transporter de l'énergie sous forme **magnétique**.
- Cette énergie magnétique est reliée aux lignes du champ \vec{B} .
- Pour canaliser ces lignes de champ, on a besoin d'un matériau avec une **grande perméabilité magnétique**. Ce sont très souvent des métaux.
- Pour injecter de l'énergie dans le circuit magnétique, on va procéder par **induction**, c'est-à-dire que l'on va enrouler des bobines autour du matériau formant le circuit pour créer une source.



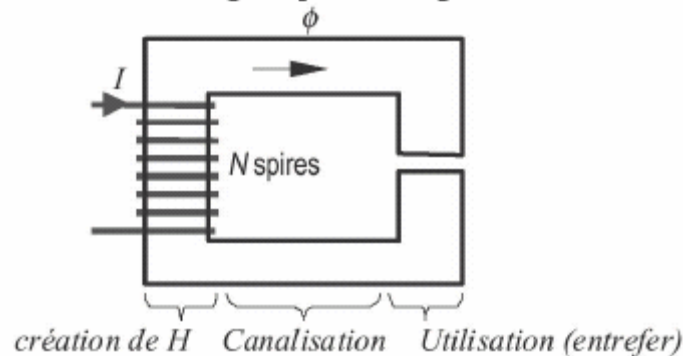
Lorsqu'on fait circuler un certain courant dans la bobine, on excite le circuit en générant un certain champ \vec{H} . Si la perméabilité μ est choisie très grande par rapport à la perméabilité de l'air, les lignes du champ induit seront canalisées dans le circuit magnétique, d'où la circulation d'un certain flux Φ .

V Circuits magnétiques

Ils sont basés sur l'utilisation de matériaux ferromagnétiques avec comme but d'obtenir un champ d'induction B dans une zone précise (entrefer). Pour ce faire, on crée un champ d'excitation H à l'aide de bobinage puis on le canalise vers la zone d'utilisation (entrefer).

V.1 Constitution

On peut résumer un circuit magnétique à cette géométrie :



On retrouve trois éléments :

① : Le bobinage qui génère l'excitation et donc le champ

② : la culasse qui dirige le champ H vers la zone utile. La culasse **impose** le parcours du champ magnétique de part sa grande perméabilité par rapport à l'air. Le matériau qui compose la « culasse » se comporte comme un tube de champ.

③ : l'entrefer où l'on souhaite utiliser le champ. L'entrefer est la zone d'interaction avec l'extérieur.

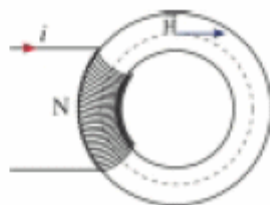
V.2 Mise en équation : cas parfait

La mise en équation se base sur les trois lois fondamentales que nous avons établies :

Conservation du Flux – Théorème d'Ampère – Loi des matériaux

Dans le cas parfait, le circuit magnétique se confond avec un tube de champ. Tout le flux est canalisé par le circuit. De plus, il a un comportement linéaire en tout point : $B = \mu H$ ($\mu = \mu_0 \mu_r$). Il en est de même dans l'entrefer : $B = \mu_0 H$.

V.2.1 Exemple N°1 : Cas d'un circuit magnétique sans entrefer



D'après le théorème d'Ampère : $HL = NI$

L : longueur moyenne des lignes de champ (m)
($L = 2\pi R$)

N : nombre de spires de la bobine

I : courant dans la bobine (A)

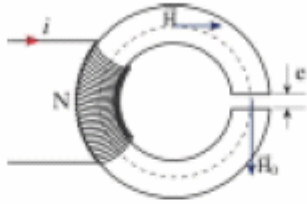
H : excitation magnétique (A/m)

La valeur du champ magnétique est donc : $B = \mu_0 \mu_r NI / L$

V.2.2 Exemple N°2 : Circuit magnétique avec entrefer

D'après le théorème d'Ampère :

$$H(L - e) + H_0 e = NI$$



L : longueur moyenne des lignes de champ (m)

e : longueur de l'entrefer (m)

N : nombre de spires de la bobine

I : courant dans la bobine (A)

H : excitation magnétique dans la matière (A/m)

H_0 : excitation magnétique dans l'entrefer (A/m)

En considérant le circuit magnétique parfait, on peut considérer que les lignes de champ restent dans l'alignement du matériau magnétique :



De plus, si $e \ll L$, les lignes de champs traversent l'entrefer sans trop de perte.

$$\text{Loi de conservation du flux} \Rightarrow B_{\text{mat}} = B_{\text{air}} \Rightarrow \mu_0 \cdot \mu_r \cdot H = \mu_0 \cdot H_0 \Rightarrow \mu_r \cdot H = H_0$$

$\mu_r \approx 1000$ pour du fer. H_0 est 1000 fois plus important que H !

Donc si l'on a besoin d'une excitation donnée dans l'entrefer, on peut calculer le courant qui sera nécessaire. Celui-ci sera d'autant plus faible que μ_r sera grand.

On en déduit la valeur du champ magnétique dans l'entrefer :

$$B = \frac{\mu_0 NI}{\frac{L - e}{\mu_r} + e}$$

V.3 Réluctance – Loi d'Hopkinson

V.3.1 Force magnétomotrice

De manière à simplifier l'étude des circuits magnétiques on définit ξ , la force magnétomotrice, à partir du théorème d'Ampère :

$$\xi = NI = \int_C \vec{H} \cdot d\vec{l}$$

Le sens de cette force magnétomotrice est donné par la méthode du tire-bouchon en rapport avec le sens de parcours de C .

V.3.2 Réluctance

De même, en tenant compte de la loi constitutive du matériau, on peut établir en tout point M du parcours C :

$$\vec{H}_M = \vec{B}_M / \mu_M$$

On peut alors exprimer le théorème d'Ampère sous la forme :

$$NI = \int_C \frac{\vec{B}_M}{\mu_M} \cdot d\vec{l} = \int_C \frac{B_M}{\mu_M} dl = \int_C \frac{\Phi dl}{\mu_M S_M} \text{ soit } NI = \Phi \int_C \frac{dl}{\mu_M S_M}$$

(On suppose B et dl colinéaires)

On définit la réluctance \mathfrak{R} :

$$\mathfrak{R} = \int \frac{dl}{\mu_M S_M}$$

Ainsi, un barreau de longueur L , de section S et perméabilité μ aura une réluctance \mathfrak{R} :

$$\mathfrak{R} = \frac{L}{\mu S}$$

La réluctance dépend de la géométrie du circuit magnétique. Elle peut varier avec l'intensité du champ par l'intermédiaire de μ_r .

V.3.3 Loi d'Hopkinson

En combinant la force magnétomotrice à la réluctance, on obtient alors la relation d'Hopkinson :

$$\xi = NI = \mathfrak{R}\Phi$$

La réluctance \mathfrak{R} ne dépend que des caractéristiques géométriques du circuit.

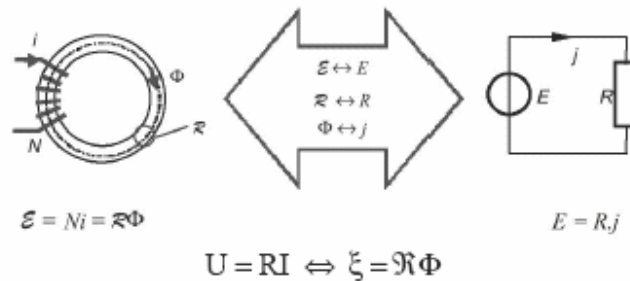
La force magnétomotrice ξ représente l'excitation qui va générer le flux au sein du circuit mais est indépendante de sa géométrie.

On est donc typiquement dans le cas analogue du générateur de tension que l'on connecte à une résistance ce qui va engendrer un courant I .

$$U = RI \Leftrightarrow \xi = \mathfrak{R}\Phi$$

V.4 Analogie magnétique – Electrique

L'observation des relations d'Hopkinson permet d'effectuer une analogie avec les circuits électriques linéaires :



A tout circuit magnétique, on peut affecter une représentation électrique permettant d'étudier le comportement du circuit à l'aide de relation électrique.

Le tableau ci-dessous résume l'analogie Magnétique/Electrique :

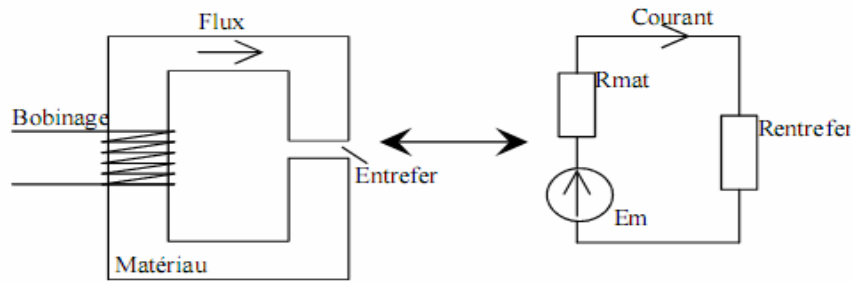
Grandeurs magnétiques	Grandeurs électriques
force magnétomotrice : $\xi = NI$ A/m	force électromotrice : E en Volts (V)
flux d'induction : Φ en Webers (Wb)	Courant électrique : i en Ampères (A)
Réluctance : $\mathfrak{R} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \frac{l}{S}$	Résistance : $R = \rho \frac{l}{S}$
ddp magnétique : $v = \mathfrak{R}\phi$	ddp électrique : $U = RI$
maille magnétique : $\sum v_{maille}$	Maille électrique : $\sum U_{maille} = 0$
nœud magnétique : $\sum \phi_{nœud}$	nœud électrique : $\sum I_{nœud} = 0$

Remarque :

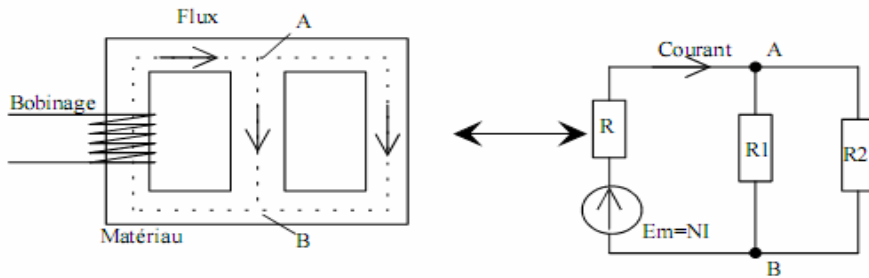
Plus la réluctance \mathfrak{R} d'un circuit est faible (μ_r grand), plus il 'attirera' le flux. Un circuit à forte perméabilité canalise le flux et se comportera comme un tube de champ.

Exemple d'application de l'analogie par schéma équivalent

1 Circuit avec entrefer

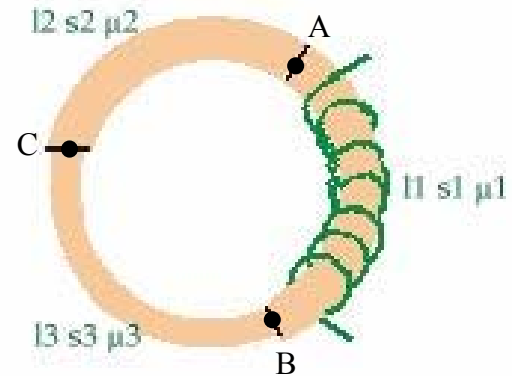


2 Circuit avec deux tronçons



3 Section (ou nature de matériau) non constante: éléments en série

Etant donné un circuit magnétique comportant trois tronçons de différentes substances supposées traversés par le même flux.



Dans l'application du théorème d'Ampère, on peut fractionner la circulation du champ en plusieurs tronçons :

$$n.i = H_1 l_1 + H_2 l_2 + H_3 l_3 = \frac{B_1 l_1}{\mu_0 \mu_{r1}} + \frac{B_2 l_2}{\mu_0 \mu_{r2}} + \frac{B_3 l_3}{\mu_0 \mu_{r3}} = \left(\frac{l_1}{\mu_0 \mu_{r1} S_1} + \frac{l_2}{\mu_0 \mu_{r2} S_2} + \frac{l_3}{\mu_0 \mu_{r3} S_3} \right) \cdot \Phi$$

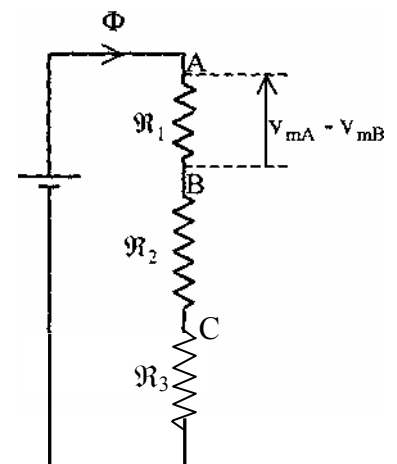
$$\text{avec } \Phi = B_1 S_1 = B_2 S_2 = B_3 S_3$$

La réluctance totale apparaît comme la somme des réluctances partielles : $\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2 + \mathfrak{R}_3$

⇒ Les réluctances en série s'ajoutent

Entre les emplacements A et B on peut caractériser la *différence de potentiel magnétique* (d.p.m.): $v_{mA} - v_{mB} = H_1 l_1 = \mathfrak{R}_1 \Phi$

Soit encore l'analogie électrique :



Eléments en parallèle

On démontrerait sans peine, en utilisant cette fois la conservation du flux, que la réluctance équivalente \mathfrak{R} à l'ensemble de deux portions de circuit magnétique en parallèle de réluctances \mathfrak{R}_1 et \mathfrak{R}_2 est telle que:

$$\frac{1}{\mathfrak{R}} = \frac{1}{\mathfrak{R}_1} + \frac{1}{\mathfrak{R}_2}$$

3.3 Calcul de l'inductance propre d'un circuit

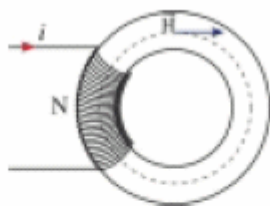
L'inductance d'un circuit est définie par le rapport entre le flux total vu par le bobinage (composé de N spires) divisé par le courant d'excitation :

$$L = \frac{\Phi_T}{I} = \frac{N\Phi}{I} \text{ avec } \Phi = \frac{NI}{\mathfrak{R}}$$

$$L = \frac{N^2}{\mathfrak{R}}$$

Tout comme la réluctance, une inductance peut varier avec l'intensité du champ donc du courant.

3.4 Exemple d'application numérique :



Tore de section circulaire :
Rayon intérieur : $r_i = 10$ cm
Rayon extérieur : $r_e = 15$ cm
Nombre de spires : 500
 $I = 0.5$ A
 $\mu_r = 2000 = \text{Cste}$

Calculez L , Φ , \mathfrak{R} , B et l'énergie stockée dans L ?

Section du tore : $S = \pi r^2$ avec $r = \frac{r_e - r_i}{2} = 2.5$ cm $\Rightarrow S = 1.96 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$

Rayon moyen : $r_m = \frac{r_e + r_i}{2} = 12.5$ cm \Rightarrow longueur moyenne du tore $L = 2\pi r_m = 0.785$ m

Réluctance du circuit : $\mathfrak{R} = \frac{L}{\mu_0 \mu_r S} = 1.59 \cdot 10^5 \text{ A/Wb}$

Flux : $\Phi = \frac{NI}{\mathfrak{R}} = 1.57 \text{ mWb}$

Champ moyen : $B = \frac{\Phi}{S} = 0.8 \text{ T}$

Inductance : $L = \frac{N^2}{\mathfrak{R}} = 1.57 \text{ H}$

Energie : $W = \frac{1}{2} LI^2 = 0.19 \text{ J}$

Fuites magnétiques

Dans les machines électriques on veut généralement faire passer un flux Φ dans une région de circuit magnétique, au moyen d'Ampères-tours ni disposés dans une autre région. Cette situation est illustrée très schématiquement figure 1 - 27.

Dans l'air entre ces deux régions l'induction n'est pas tout à fait nulle et un certain flux ϕ_f y est dérivé. La f.m.m. ni doit donc créer un flux:

$$\phi_1 = \phi + \phi_f \text{ donc } \phi < \phi_1$$

Le flux de fuites ϕ_f peut être caractérisé par le quotient $ni / \phi_f = \mathfrak{R}_f$, *réductance de fuites*, sensiblement constante puisque la perméabilité de l'air est constante. L'analogie électrique est donnée par cette figure :

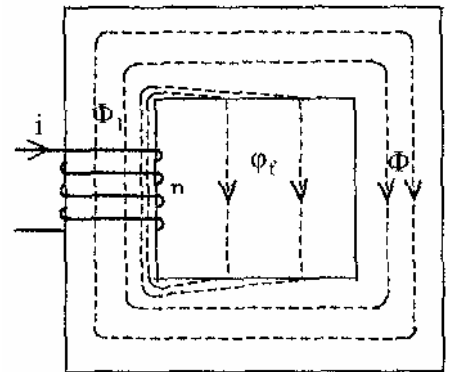


Figure 1 - 27

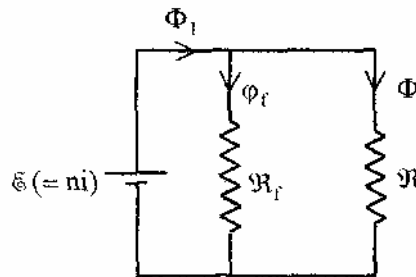


Figure 1 - 28

\mathfrak{R} étant la réductance associée au flux Φ .

Les fuites peuvent également être caractérisées par le *coefficient de dispersion*:

$$\sigma = \frac{\phi_f}{\phi_1} = \frac{\mathfrak{R}}{\mathfrak{R} + \mathfrak{R}_f} \quad (1-34)$$

Dans le cas d'un circuit magnétique sans entrefer et non saturé, σ est très faible, de l'ordre de 10^{-3} , du fait que $\mathfrak{R}/\mathfrak{R}_f \approx 10^3$; on peut alors se contenter d'écrire : $\sigma = \frac{\mathfrak{R}}{\mathfrak{R}_f}$.

Dans le cas des machines tournantes, σ est généralement de l'ordre de 10^{-1} (Voir TD)

Exemple :

- Trouver le schéma équivalent du circuit magnétique suivant.
- Calculer σ

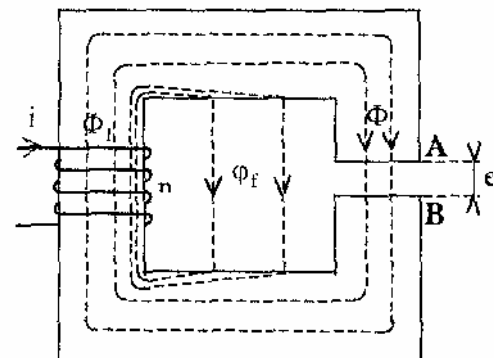


Figure 1 - 29

INDUCTANCE DE FUITE

D'après la figure précédente, le flux propre : $\phi_l = \phi_f + \phi$

On associe alors au flux de fuite ϕ_f une inductance de fuite :

$$\ell_f = n \phi_f / i = n^2 / \mathfrak{R}_f$$

Influence de la saturation

Dans les matériaux magnétiques usuels, la loi $B(H)$ a l'allure :

Les relations établies au paragraphe précédent restent toujours valables, du fait que le théorème d'Ampère et la conservation du flux d'induction ne sont pas affectés par la saturation, la non-linéarité apparaît au niveau de la relation entre B et H .

La saturation a pour effet de diminuer la perméabilité du fer, donc d'augmenter la réluctance des portions de circuit ferromagnétiques, d'où:

- Augmentation des Ampères-tours nécessaires pour créer le flux;
- Augmentation relative des fuites, c'est-à-dire du coefficient de dispersion.

