

Concepts fondamentaux sur les machines à courant alternatif

I. Introduction

Les machines à courant alternatif sont les plus utilisées dans l'industrie. Elles possèdent plusieurs avantages par rapport aux machines à courant continu : simplicité, robustesse, prix peu élevé et entretien facile. Le circuit magnétique de ces machines est formé de deux armatures magnétiques cylindriques coaxiales séparées d'un entrefer. L'une de ces armatures est fixe (stator) comporte les enroulements statoriques, l'autre est tournante (rotor) et comporte les enroulements rotoriques. Il existe deux grandes familles des machines à courant alternatif : **Asynchrone** est **Synchrone**. Le fonctionnement de ces machines est basé sur un *couple généré par l'interaction de deux champs magnétiques tournants, l'un créé par l'enroulement du stator et l'autre par l'enroulement du rotor.*

La différence entre les types des machines venant de la façon dont ont créés ces champs magnétiques et de la manière dont on les fait agir l'un sur l'autre.

II. Principe de fonctionnement de machines à courant alternatif

Le principe de fonctionnement des machines électriques à courant alternatif (moteurs/génératrices synchrones et asynchrones) repose principalement sur le principe du **champ magnétique tournant**, il est donc primordial de bien comprendre cette notion et ses caractéristiques.

II.1. Champ magnétique tournant généré mécaniquement

La première idée qui vient pour créer un champ tournant dans l'air est de prendre un aimant permanent en fer à cheval ; il est évident que les pôles Nord et Sud de cet aimant créent un **champ magnétique fixe**. Maintenant, si on fait tourner cet aimant d'une vitesse N autour de son axe vertical, nous observons que le champ magnétique est lui-même entraîné en rotation (Figure 1). Donc, on a engendré **mécaniquement un champ magnétique tournant** dans l'espace.

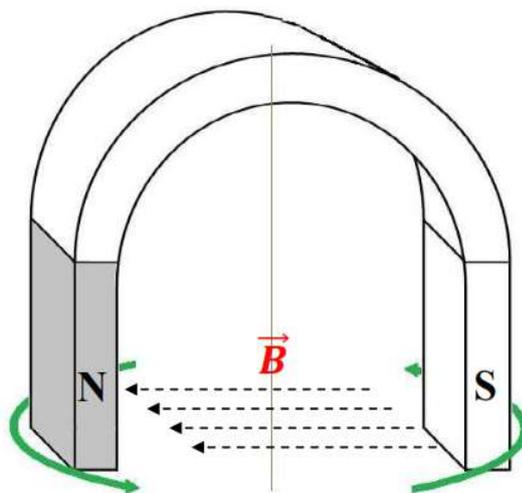


Figure 1. Exemple simple d'un champ tournant mécaniquement

a) Action d'un champ tournant sur une aiguille aimantée

Si on prend une aiguille aimantée pouvant tourner autour d'un pivot, et on l'a soumise à l'effet du champ magnétique de l'aimant en fer à cheval (Figure 2).

- A l'état stationnaire ($N = 0$), on remarque que l'aiguille prend une position fixe avec une attraction entre ses pôles avec les pôles de l'aimant. Donc, il n'y a pas un couple moteur.
- Lorsqu'on fait tourner l'aimant d'une vitesse N , l'aiguille tournera elle aussi à la même vitesse que l'aimant permanent. Chaque pôle de l'aiguille suit le pôle inverse de l'aimant. Cette attraction mutuelle est la cause de développement d'un couple moteur.
- Si on applique un couple résistant sur l'aiguille, elle continuera à tourner à la même vitesse que l'aimant mais avec un retard traduit d'un angle mécanique δ .
- La vitesse du champ tournant est appelée **vitesse de synchronisme**.
- L'aimant permanent ou l'aiguille aimantée peuvent être remplacés par des électroaimants. Cette description explique le principe de fonctionnement **des moteurs synchrones**.

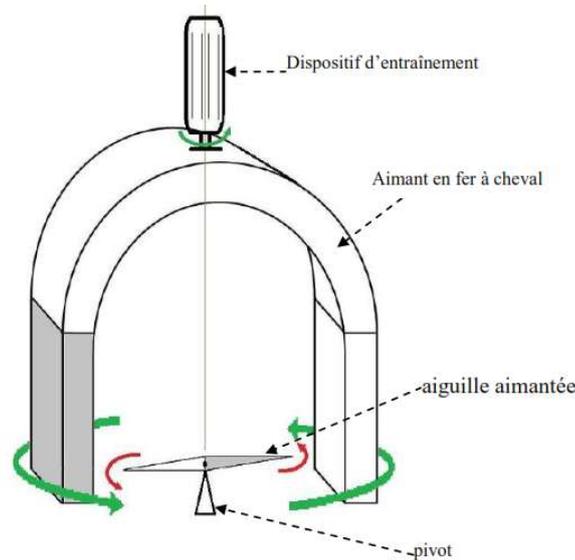


Figure 2. Action d'un champ tournant sur une aiguille aimantée

b) Action d'un champ tournant sur un disque métallique

Si, nous remplaçons l'aiguille aimantée par un disque métallique en cuivre ou en aluminium (pouvant tourner aussi autour d'un pivot) comme il est montré par la Figure 3.

- A l'état stationnaire ($N = 0$), on remarque que le disque prend une position fixe.
- Lorsqu'on fait tourner l'aimant d'une vitesse N de synchronisme, la variation du champ ainsi que le flux magnétique induisent dans la surface du disque des **Courants de Foucault**. Selon la loi de Lenz, l'effet de ces **courants de Foucault** doit s'opposer à la cause qui leur a donné naissance. On sait que la cause est la rotation du champ tournant par rapport au disque ; et puisque ces courants ne peuvent pas empêcher la rotation de l'aimant, ils provoquent la rotation du disque dans le même sens du champ tournant avec une vitesse inférieure de la vitesse de synchronisme. Ceci permet de diminuer le déplacement relatif du champ.

- Un couple moteur est donc créé par l'interaction entre les pôles de l'aimant permanent et les pôles créés par les courants de Foucault.
- Si on applique un couple résistant sur le disque, il continuera à tourner dans le même sens mais à une vitesse plus faible par rapport au cas sans couple résistant.
- Le disque ne peut jamais tourner à la même vitesse de synchronisme. Car dans ce cas, le disque est relativement immobile par rapport à l'aimant, il voit ainsi le champ constant. Donc, il n'y aura plus des courants de Foucault l'origine du mouvement du disque.
- **En conclusion, un champ magnétique tournant peut entraîner un disque métallique à une vitesse différente à celle de synchronisme. Ceci est le principe de fonctionnement des moteurs asynchrones.**

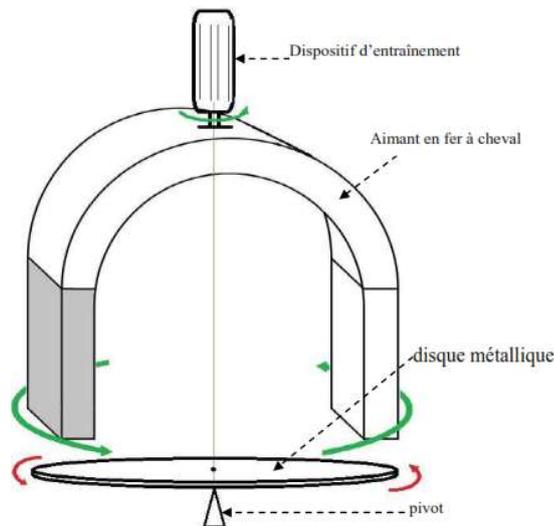


Figure 3. Action d'un champ tournant sur un disque métallique

II.2. Force électromotrice produite par un champ tournant

La Figure 4 montre un aimant permanent droit (on peut le remplacer par un électro-aimant) en face d'une spire rectangulaire. L'aimant peut tourner autour de son axe et sa position est décrite par l'angle θ .

- Au début ($\theta = 0$), le pôle nord de l'aimant soit perpendiculaire à la surface de la spire.
- A : $\theta = \pi/2$, l'aimant devient parallèle à la spire tel que le pôle nord sera en face au conducteur AA'.
- A : $\theta = \pi$, c'est le pôle sud de l'aimant qui sera perpendiculaire à la surface de la spire.
- A : $\theta = 3\pi/2$, l'aimant devient encore une fois parallèle à la spire de tel sorte que le pôle nord sera en face au conducteur BB'.
- A : $\theta = 2\pi$, l'aimant revient à son état initial.

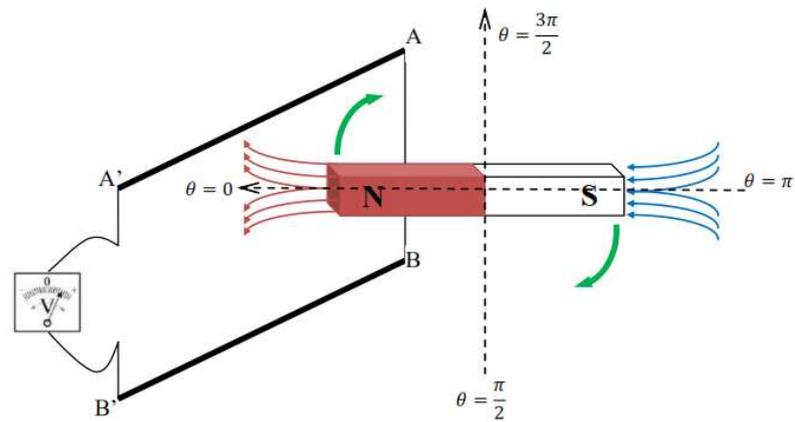


Figure 4. La force électromotrice induite

En supposant que la vitesse de rotation de l'aimant est constante, le flux magnétique ϕ traversant la section de la spire est alternatif. Il possède la forme donnée par la figure 5.

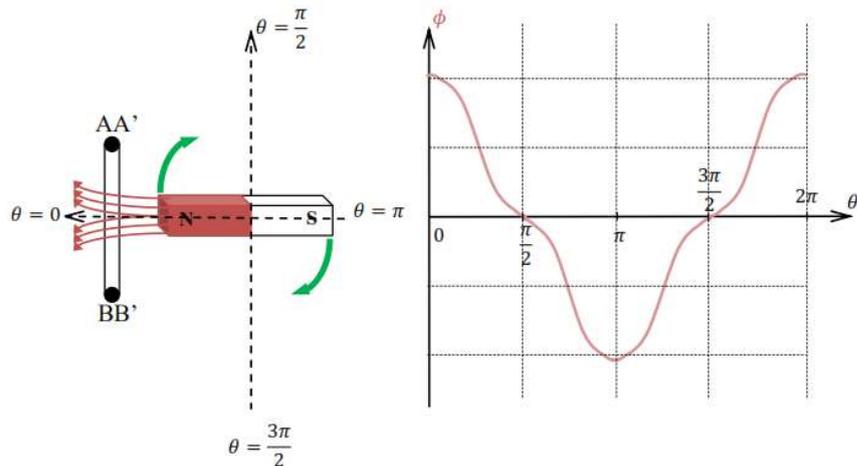


Figure 5. L'allure du flux magnétique traversant une spire

La variation du flux magnétique de l'aimant représente l'origine d'une force appliquée sur les électrons de la spire induisant ainsi, une tension électrique dite **force électromotrice (f.é.m.)**. D'après la loi de Faraday, tout circuit soumis à une variation de flux magnétique, voit apparaître à ses bornes une force électromotrice donnée comme suit :

$$e = -n \frac{d\phi}{dt} \quad (1)$$

La forme d'onde de la f.é.m est donc aussi alternative mais elle est en quadrature arrière par rapport au flux comme le montre la figure 6.

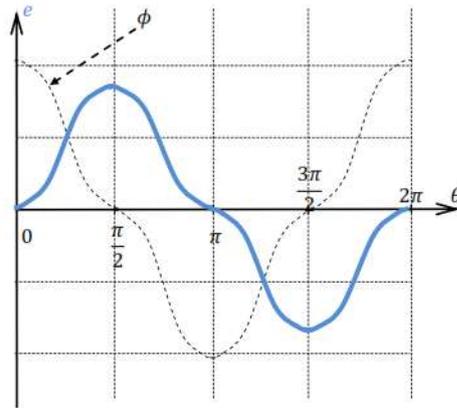


Figure 6. La forme d'onde de la f.é.m induite aux bornes de la spire.

Les machines réelles sont conçues afin que leurs f.é.m soit sensiblement sinusoïdale. Nous supposons donc par la suite que la répartition du flux est sinusoïdale et sa pulsation ω est constante comme suit :

$$\varphi = \varphi_M \cos \omega.t \quad (2)$$

Avec : $\omega = 2\pi f$ et f est la fréquence de rotation de l'aimant en [tr/s]

$$e = -n \frac{d\varphi}{dt} = -n \frac{d}{dt}(\varphi_M \cos \omega.t) = n.\omega.\varphi_M \sin \omega.t = E_M \sin \omega.t \quad (3)$$

$$\Rightarrow e = E_M \cos(\omega.t - \frac{\pi}{2}) \quad (4)$$

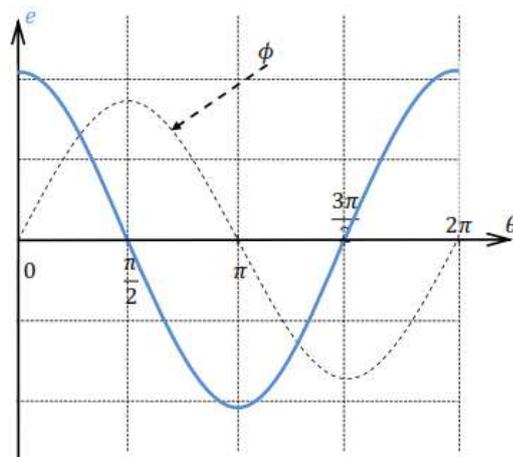


Figure 7. Formes d'ondes du flux et de la f.é.m induite aux bornes de la spire.

II.3. Champ magnétique tournant généré électriquement

Il est possible de générer un champ tournant en utilisant des bobines traversées par des courants alternatifs.

II.3.1. Cas d'une seule bobine

Prenons une bobine de n spires à noyau de fer alimentée d'une tension alternative de fréquence f . Nous plaçons une aiguille aimantée en face du noyau de fer

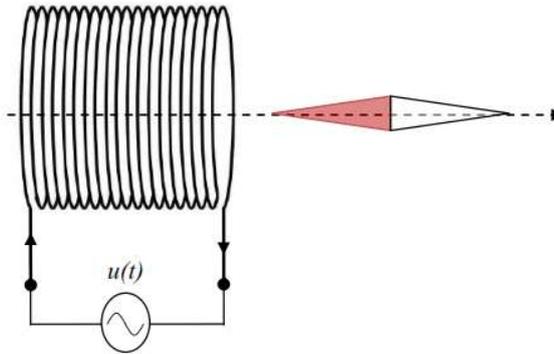


Figure 8. Champ magnétique créé par une seule bobine

Le passage d'un courant alternatif dans cette bobine fait vibrer l'aiguille mais elle ne tourne pas. Si nous lançons l'aiguille aimantée dans un sens, elle continuera à tourner dans ce sens à une vitesse en [tr/s] égale la fréquence f . Les mêmes remarques peuvent être observées si on remplace l'aiguille par un disque métallique mais avec une vitesse inférieure à f .

On dit qu'une seule bobine traversée par un courant alternatif produit un champ pulsant.

➤ Théorème de LEBLANC

Le champ magnétique créé par la bobine précédente produit une induction magnétique sinusoïdale variable dans le temps (pulsant) mais constante dans l'espace.

$$b(t) = B_M \cos \omega.t \quad (4)$$

Ce champ peut être décomposé en deux champs tournant à la même vitesse ω mais dans le sens opposé l'un par rapport à l'autre. L'induction magnétique produit par chaque champ est d'amplitude $\frac{B_M}{2}$. (Figure 9)

$$\vec{b}(t) = \vec{b}_1(t) + \vec{b}_2(t) \quad (5)$$

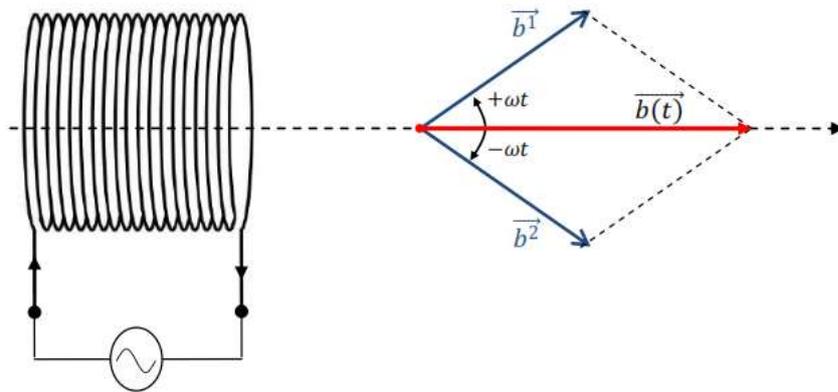


Figure 9. Décomposition d'un champ magnétique pulsant

Un champ pulsant \vec{B} alternatif de direction fixe et de pulsation ω , est décomposable en deux champs \vec{b}_1 et \vec{b}_2 tournant en sens inverse l'un de l'autre à vitesse angulaire ω .

II.3.2. Cas de deux bobines

Si on prend deux bobines dont leurs axes sont décalées géométriquement de $\pi/2$ et sont traversées par deux courants décalés dans le temps de $\pi/2$. Alors, leurs champs seront en quadrature ainsi que leurs inductions magnétiques comme suit :

$$\begin{cases} b_a(t) = B_M \cos \omega.t \\ b_b(t) = B_M \cos(\omega.t - \frac{\pi}{2}) \end{cases} \quad (6)$$

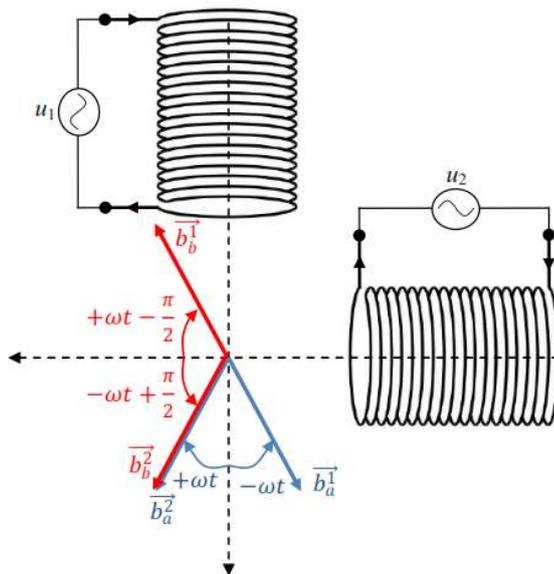


Figure 10. Champs tournant créé par deux bobines

La figure 10 représente la décomposition de LEBLANC des inductions magnétiques de chaque bobine à un instant donné. Il est clair que les composantes \vec{b}_a^1 et \vec{b}_b^1 s'annulent et les composantes \vec{b}_a^2 et \vec{b}_b^2 s'ajoutent et forme un vecteur de module B_M . A chaque autre instant, les deux composantes \vec{b}_a^2 et \vec{b}_b^2 forment le même vecteur avec le même module mais à une autre position dans l'espace. **On dit que le champ résultant a un module constant et tournant dans l'espace d'une vitesse : n [tr/s] = f_r (elle est appelée aussi fréquence de rotation)**

II.3.3. Cas de trois bobines

Si on prend trois bobines dont leurs axes sont décalés géométriquement de $2\pi/3$ et sont traversées par un système de courants triphasés, c'est-à-dire, décalés dans le temps de $2\pi/3$ (Figure 11). L'alimentation de ces bobines crée un champ tournant qui fait entrainer l'aiguille aimantée à une vitesse n [tr/s] = f . les mêmes observations peuvent être remarquées dans le cas d'un disque métallique qui se tournera aussi mais avec une vitesse inférieure à celle du champ tournant.

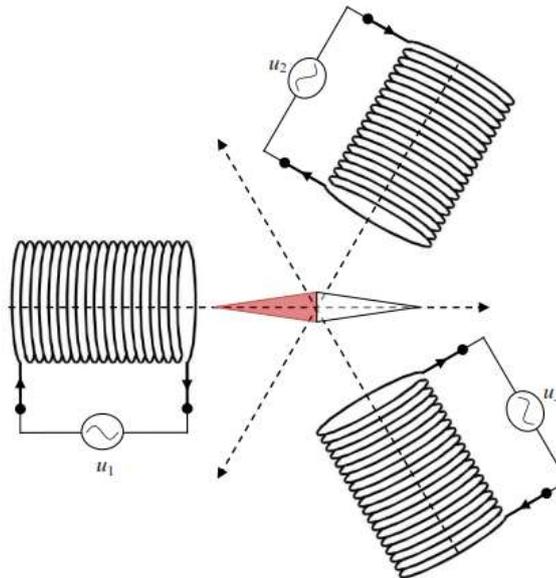


Figure 11. Champ tournant créé par trois bobines

Les inductions produites par chaque bobine sont alignées sur leurs axes et de valeurs instantanées respectivement :

$$\begin{cases} b_a(t) = B_M \cos \omega.t \\ b_b(t) = B_M \cos(\omega.t - \frac{2\pi}{3}) \\ b_c(t) = B_M \cos(\omega.t - \frac{4\pi}{3}) \end{cases} \quad (7)$$

A un instant donné, la décomposition de LEBLANC, permet d'obtenir la Figure 12. On remarque que les composantes \vec{b}_a^1 , \vec{b}_b^1 et \vec{b}_c^1 sont décalées de $2\pi/3$, donc leur somme est nulle. Par

contre, les composantes \vec{b}_a, \vec{b}_b et \vec{b}_c sont tous confondues ; leur somme donne un vecteur d'amplitude constante ($\frac{3B_M}{2}$) et qui tourne à la fréquence de rotation f .

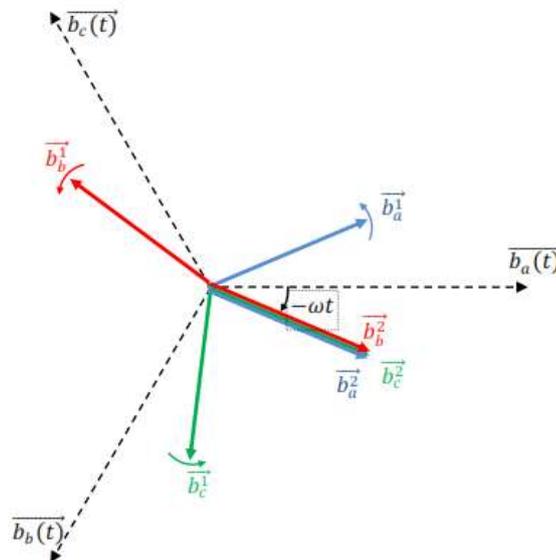


Figure 12. Décomposition de LEBLANC des trois inductions magnétiques

Théorème de Ferrarais

Trois bobines décalées régulièrement dans l'espace de $2\pi/3$, parcourues par des courants alternatifs sinusoïdaux de pulsation ω déphasés entre eux dans le temps de $2\pi/3$, en donnant chacune un champ alternatif de direction fixe d'amplitude maximale B_M donne par composition au point O, un champ tournant unique de vitesse angulaire ω et d'amplitude $\frac{3B_M}{2}$.