

MACHINE ASYNCHRONE SUR LE RESEAU

Passage du mode moteur au mode générateur

Alain Cunière
Lycée Pierre de Coubertin, Meaux 77100
alain.cuniere@9online.fr

Gilles Feld
Ecole normale supérieure, Cachan 94235
gilles.feld@eea.ens-cachan.fr

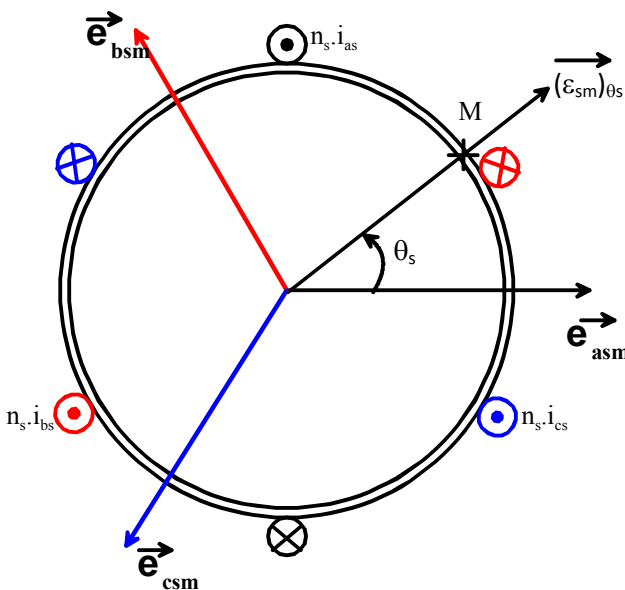
A. INTRODUCTION

L'étude de la machine asynchrone d'induction constitue souvent un véritable casse-tête pour nos étudiants. Une des difficultés est d'interpréter le changement de comportement de la machine lorsque son rotor franchit la vitesse du champ tournant statorique produit par les courants statoriques magnétisants. De moteur, la machine devient génératrice et vice-versa. En général, pour expliquer ce phénomène nous nous appuyons sur la loi de Lenz qui permet d'explicitier les effets des courants induits rotoriques produits par le champ tournant statorique. L'objectif de cette note est de compléter cette approche électrique par celle de l'interaction des champs magnétiques statorique et rotorique produits par ces courants. A cette note s'ajoute une animation à vocation d'illustration des relations rappelées ci après.

B. CREATION DU CHAMP TOURNANT STATORIQUE

Nous ferons les hypothèses classiques permettant l'écriture simple des relations entre les grandeurs électriques et magnétiques de la machine.

- Les enroulements sont supposés diamétraux et massés répartis à $2\pi/3$
- La machine est supposée bipolaire et triphasée
- Les forces magnétomotrices sont à répartition spatiale sinusoïdale (étude limitée au fondamental)
- Toutes les pièces ferromagnétiques sont à perméabilité infinie (les fmm sont chutées sur l'entrefer)
- On néglige les effets d'encoches
- La résistance des enroulements statoriques est négligée
- Pas de fuites magnétiques statoriques
- Pas de courants induits dans les pièces ferromagnétiques



$$\underline{V}_{as} = jL_{ps}\omega_s \underline{I}_{asm} + jM_s\omega_s \underline{I}_{bsm} + jM_s\omega_s \underline{I}_{csm} ,$$

Figure 1

Considérons un stator triphasé et un rotor purement ferromagnétique (enroulements rotoriques ouverts). En l'absence de courants rotoriques, l'application d'un système de tensions triphasées aux enroulements statoriques détermine des courants uniquement magnétisants (notés i_{sm}) à l'origine d'une force magnétomotrice d'espace en tout point M de l'entrefer (*l'indice m sera employé pour magnétisant*).

Soit,

$$v_{as} = \hat{V}_s \cdot \sin(\omega_s t)$$

$$v_{bs} = \hat{V}_s \cdot \sin(\omega_s t - \frac{2\pi}{3})$$

$$v_{cs} = \hat{V}_s \cdot \sin(\omega_s t - \frac{4\pi}{3})$$

On écrit :

L_{ps} est l'inductance propre d'une phase statorique et M_s est la mutuelle inductance entre deux phases statoriques. Avec $\underline{I}_{asm} + \underline{I}_{bsm} + \underline{I}_{csm} = 0$, la relation devient :

$$\underline{V}_{as} = j(L_{ps} - M_s)\omega_s \underline{I}_{asm}. \text{ Une relation identique s'obtient pour les phases b et c.}$$

En pratique, on écrit la relation précédente pour une phase quelconque sous la forme :

$$\underline{V}_s = jL_s\omega_s \underline{I}_{sm}, \text{ avec } L_s = L_{ps} - M_s \text{ l'inductance cyclique statorique et } \underline{I}_{sm} \text{ le courant magnétisant appelé par la phase considérée.}$$

Chaque enroulement crée une fmm à répartition spatiale sinusoïdale dont la direction du maximum est rappelée sur la figure 1 et dont l'expression temporelle est :

$$\varepsilon_{asm} = \frac{n_s \hat{I}_{sm}}{2} \sin(\omega_s t - \frac{\pi}{2}), \varepsilon_{bsm} = \frac{n_s \hat{I}_{sm}}{2} \sin(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \frac{2\pi}{3}), \varepsilon_{csm} = \frac{n_s \hat{I}_{sm}}{2} \sin(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \frac{4\pi}{3}) \text{ et } \hat{I}_{sm} = \frac{\hat{V}_s}{L_s \omega_s}.$$

Au point M quelconque compté depuis l'axe magnétique de la phase a, la fmm résultante s'obtient par projection des fmm dues à chaque phase, soit :

$$(\varepsilon_{sm})_{\theta_s} = \frac{3 n_s \hat{I}_{sm}}{2} \cdot \sin(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \theta_s)$$

L'application du théorème d'Ampère fournit l'expression du champ magnétique correspondant, soit :

$$(\underline{B}_{sm})_{\theta_s} = \frac{\mu_0}{e} (\varepsilon_{sm})_{\theta_s} = \frac{\mu_0}{e} \cdot \frac{3 n_s \hat{I}_{sm}}{2} \cdot \sin(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \theta_s), \text{ avec } e \text{ l'épaisseur de l'entrefer.}$$

On en déduit la direction du maximum $\hat{B}_{sm} = \frac{\mu_0}{2e} \cdot \frac{3 n_s \hat{I}_{sm}}{2}$, laquelle fait un angle $\theta_s = \omega_s t - \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2}$.

Des relations précédentes, nous pouvons déduire un diagramme d'espace pour les grandeurs magnétiques et un diagramme de Fresnel pour les grandeurs électriques.

diagramme d'espace

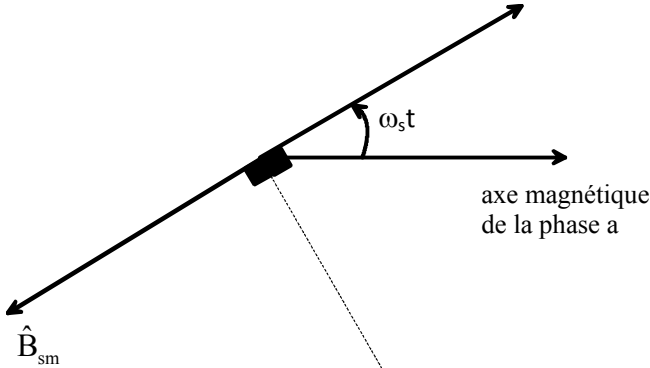
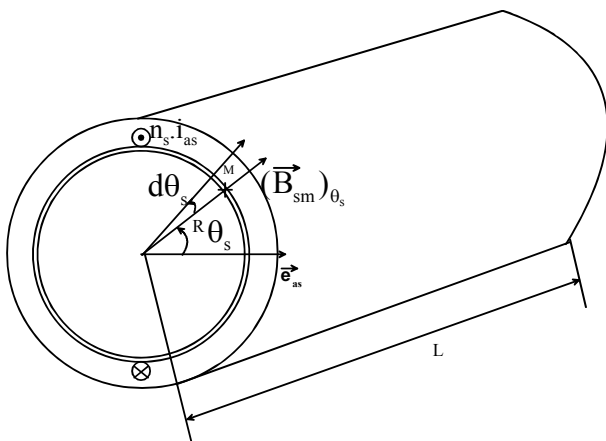
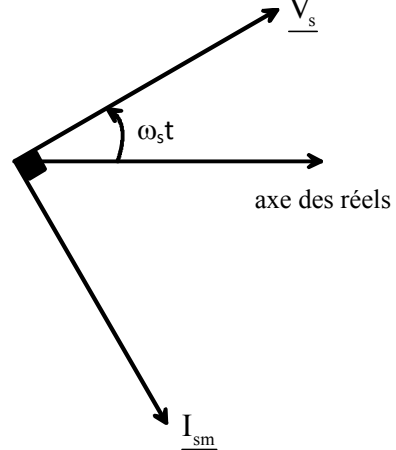


Figure 2

diagramme de Fresnel



Recherchons l'expression de l'inductance cyclique L_s , laquelle nous sera utile ultérieurement. Son expression tient compte de la contribution de chaque phase statorique à la création du champ magnétique et se calcule à partir du flux du champ magnétique embrassé par les n_s spires d'une phase.

En appelant R le rayon d'entrefer et L la longueur utile du circuit magnétique, l'expression du flux élémentaire embrassé par la phase a sous l'angle $d\theta_s$ s'écrit :

$$d\Phi_{asm} = n_s \cdot (\underline{B}_{sm})_{\theta_s} \cdot (R \cdot d\theta_s) \cdot L$$

Par intégration sur toute la surface vue par la phase a, il vient :

$$\Phi_{asm} = n_s \cdot (RL) \cdot \frac{\mu_0}{2e} \cdot \frac{3}{2} \cdot n_s \cdot \hat{I}_{sm} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \sin(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \theta_s) d\theta_s$$

$$\Phi_{asm} = \frac{3\mu_0 n_s^2 RL}{2e} \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \sin(\omega_s t - \frac{\pi}{2}) = L_s \cdot i_{asm}$$

L'expression de l'inductance cyclique statorique est :

$$L_s = \frac{3\mu_0 n_s^2 RL}{2e}$$

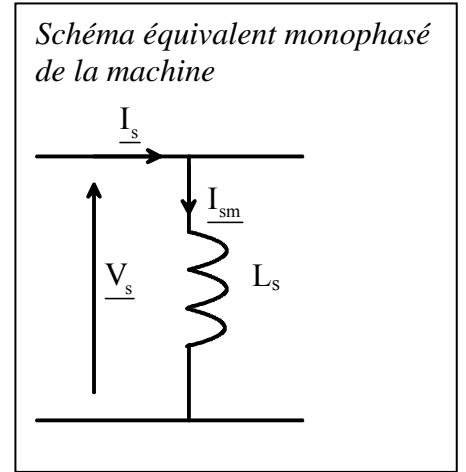


Schéma équivalent monophasé de la machine rotor ouvert

C. CREATION DU CHAMP TOURNANT ROTORIQUE

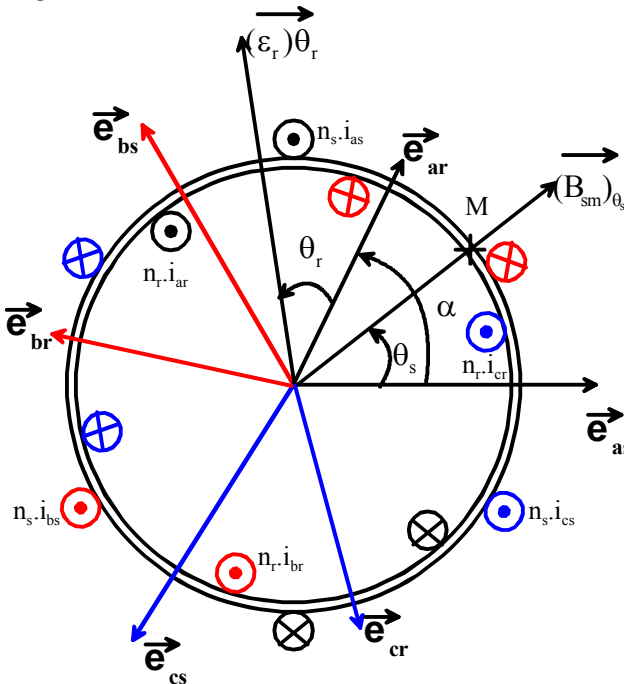
Les enroulements rotoriques de technologie identique à ceux du stator, sont balayés par le champ tournant statorique. Ils sont donc le siège d'une fem induite laquelle donne naissance à des courants rotoriques induits dans la mesure où ces enroulements sont fermés sur eux-mêmes.

Posons θ_s un angle quelconque compté depuis l'axe magnétique de la phase a du stator

Posons θ_r un angle quelconque compté depuis l'axe magnétique de la phase a du rotor

Posons α l'angle formé par l'axe magnétique des phases a du stator et du rotor

Figure 3



De manière identique à celle décrite pour le calcul du flux embrassé par la phase a du stator, calculons le flux du champ $(B_{sm})_{\theta_s}$ embrassé par la phase a du rotor.

$$d\Phi_{ar} = n_r \cdot (Rd\theta_s) \cdot L \cdot (B_{sm})_{\theta_s}$$

$$\Phi_{ar} = n_r \cdot RL \cdot \hat{B}_{sm} \int_{\alpha - \frac{\pi}{2}}^{\alpha + \frac{\pi}{2}} \sin(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \theta_s) d\theta_s$$

$$\Phi_{ar} = 2n_r \cdot RL \cdot \hat{B}_{sm} \cdot \sin(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \alpha)$$

En régime permanent, le rotor tourne à une vitesse angulaire ω . L'angle fait entre l'axe magnétique de la phase a du rotor et l'axe magnétique de la phase a du stator est donc une fonction du temps, soit $\alpha = \omega t$.

Calculons la fem induite dans la phase a du rotor :

$$e_{ar} = -\frac{d\Phi_{ar}}{dt} = -2n_r \cdot RL \cdot \hat{B}_{sm} \cdot (\omega_s - \omega) \cdot \cos(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \omega t)$$

Les enroulements fermés sur eux-mêmes et sièges d'une fem induite, vont donner naissance à un courant uniquement limité par l'impédance de chaque enroulement. Remarquons que ces fem sont de pulsation $\omega_s - \omega$.

Avec les relations $\hat{B}_{sm} = \frac{\mu_0}{2e} \cdot \frac{3}{2} \cdot n_s \cdot \hat{I}_{sm}$ et $L_s = \frac{3\mu_0 n_s^2 RL}{2e}$, la fem e_{ar} s'écrit :

$$e_{ar} = -\frac{n_r}{n_s} \cdot L_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot (\omega_s - \omega) \cos(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \omega t)$$

Rappelons la définition du glissement g , soit : $g = \frac{\omega_s - \omega}{\omega_s}$ et la loi des mailles $e_{ar} = \lambda \frac{di_{ar}}{dt} + r \cdot i_{ar}$.

Avec r la résistance et λ l'inductance de fuites d'un enroulement rotorique.

Pour le régime permanent sinusoïdal, l'expression du courant i_{ar} s'écrit :

$$i_{ar} = -\frac{n_r}{n_s} L_s \cdot g \cdot \omega_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda(\omega_s - \omega))^2 + (r)^2}} \cos(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \omega t - \varphi_{ar}) \text{ avec } \varphi_{ar} = \text{Arctg} \frac{\lambda(\omega_s - \omega)}{r}$$

Où encore,

$$i_{ar} = -\frac{n_r}{n_s} L_s \cdot g \cdot \omega_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}} \cos(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \omega t - \varphi_{ar}) \text{ avec } \varphi_{ar} = \text{Arctg} \frac{\lambda g \omega_s}{r}$$

Les courants i_{br} et i_{cr} s'en déduisent par simple déphasage d'un tiers de période. Ces courants triphasés donnent naissance à une fmm rotorique d'entrefer obtenue par un calcul analogue à celui fait pour la fmm statorique, soit :

$$(\varepsilon_r)_{\theta_r} = \left(\frac{3}{2} n_r\right) \cdot -\frac{n_r}{n_s} L_s \cdot g \omega_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}} \cos(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \omega t - \varphi_{ar} - \theta_r)$$

A partir de la fmm on peut écrire l'expression du champ magnétique $(B_r)_{\theta_r}$ correspondant. Son expression similaire à celle de $(B_{sm})_{\theta_s}$, est celle d'un nouveau champ tournant mais exprimé dans le repère rotorique (*depuis l'axe magnétique de la phase a du rotor*). Il vient :

$$(B_r)_{\theta_r} = \frac{\mu_0}{2e} \cdot \left(\frac{3}{2} n_r\right) \cdot -\frac{n_r}{n_s} L_s \cdot g \omega_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}} \cos(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \omega t - \varphi_{ar} - \theta_r)$$

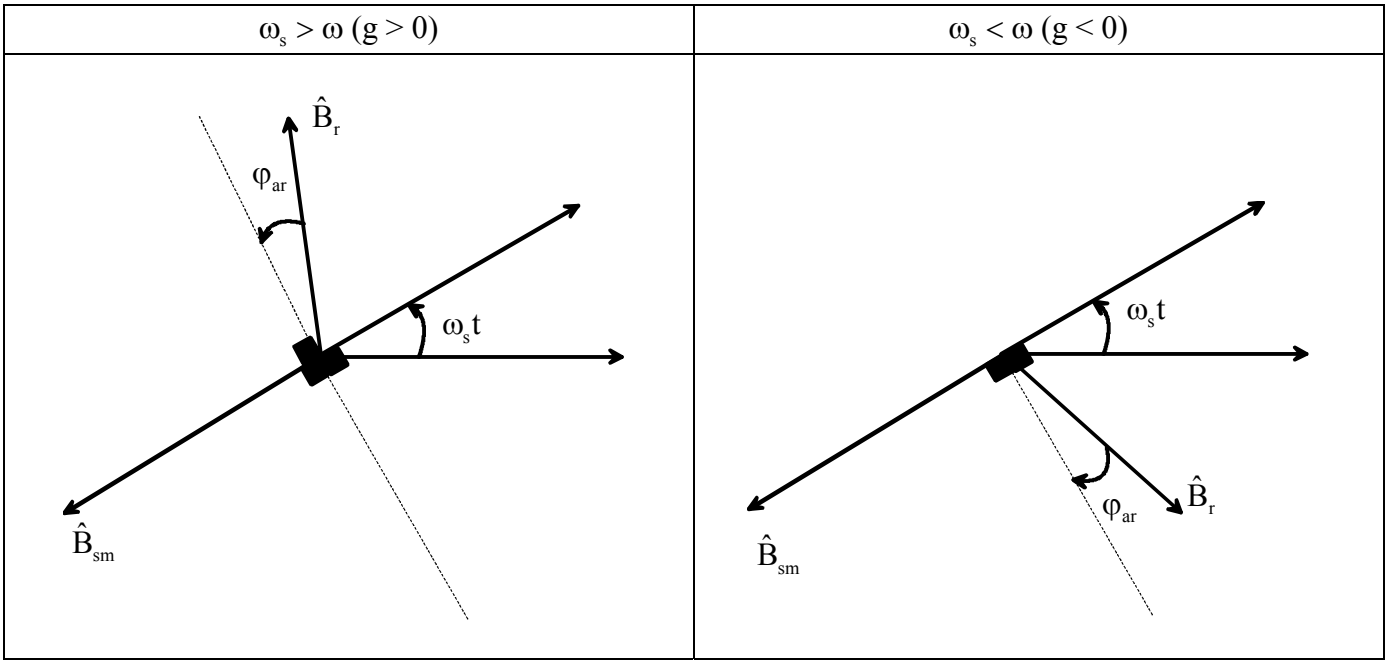
Afin d'en déduire la direction du maximum, deux cas sont à considérer selon le signe du glissement g .

| $\omega_s > \omega$ ($g > 0$) | $\omega_s < \omega$ ($g < 0$) |
|---|---|
| <p>La direction du maximum</p> $\hat{B}_r = \frac{\mu_0}{2e} \cdot \left(\frac{3}{2} n_r\right) \cdot -\frac{n_r}{n_s} L_s \cdot g \omega_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}}$ <p>fait un angle</p> $\theta_r = \omega_s t - \frac{\pi}{2} - \omega t - \varphi_{ar} - \pi$ <p>depuis l'axe magnétique de la phase a du rotor</p> <p>avec $\varphi_{ar} = \text{Arctg} \frac{\lambda g \omega_s}{r} > 0$</p> | <p>La direction du maximum</p> $\hat{B}_r = \frac{\mu_0}{2e} \cdot \left(\frac{3}{2} n_r\right) \cdot -\frac{n_r}{n_s} L_s \cdot g \omega_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}}$ <p>fait un angle</p> $\theta_r = \omega_s t - \frac{\pi}{2} - \omega t - \varphi_{ar}$ <p>depuis l'axe magnétique de la phase a du rotor</p> <p>avec $\varphi_{ar} = \text{Arctg} \frac{\lambda g \omega_s}{r} < 0$</p> |

Compté depuis l'axe magnétique de la phase a du stator cet angle devient $\omega t + \theta_r$ soit

$$\theta_r = \omega_s t - \frac{\pi}{2} - \varphi_{ar} - \pi \text{ (} g > 0 \text{)} \text{ ou } \theta_r = \omega_s t - \frac{\pi}{2} - \varphi_{ar} \text{ (} g < 0 \text{)}.$$

Nous pouvons en déduire un diagramme d'espace rapporté au repère statorique, soit :



Remarque 1 : la direction des maximums des champs statorique et rotorique à répartition spatiale sinusoïdale fait un angle constant. Ils tournent à la même vitesse ω_s dans le repère du stator.

Remarque 2 : pour des vitesses telles que $\omega_s > \omega$, le champ rotorique suit le champ statorique et le précède pour des vitesses telles que $\omega_s < \omega$. Le fonctionnement de la machine sera moteur quand le champ statorique est entraînant et générateur quand le champ rotorique le devient.

D. MODELISATION DES COURANTS ROTORIQUES VUS DU STATOR

L'état magnétique de l'entrefer a été défini au §B. Nous avons en particulier mis en place les grandeurs électriques suivantes à l'origine d'effets magnétiques d'entrefer comptés depuis l'axe magnétique de la phase a, soit pour la phase a :

$$v_{as} = \hat{V}_s \cdot \sin(\omega_s t) \Rightarrow v_{as} = L_s \frac{di_{asm}}{dt} \Rightarrow \varepsilon_{asm} = \frac{n_s \hat{I}_{sm}}{2} \sin(\omega_s t - \frac{\pi}{2}) \Rightarrow (\varepsilon_{sm})_{\theta_s} = \frac{3}{2} \frac{n_s \hat{I}_{sm}}{2} \cdot \sin(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \theta_s) \Rightarrow$$

$$(B_{sm})_{\theta_s} = \frac{\mu_0}{2e} \cdot \frac{3}{2} \cdot n_s \hat{I}_{sm} \cdot \sin(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \theta_s)$$

Cet état magnétique de l'entrefer est imposé par l'alimentation en tension du stator. En conséquence, la fmm induite par le rotor $(\varepsilon_r)_{\theta_r}$ est compensée par des courants statoriques i_{rs} supplémentaires donnant naissance à un champ magnétique tournant $(B_{rs})_{\theta_r} = -(B_r)_{\theta_r}$ tel que :

$$(B_{rs})_{\theta_r} = -(B_r)_{\theta_r} = \frac{\mu_0}{2e} \cdot (\frac{3}{2} n_r) \cdot \frac{n_r}{n_s} L_s \cdot g \omega_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}} \cos(\omega_s t - \frac{\pi}{2} - \omega t - \varphi_{ar} - \theta_r)$$

$$\text{Soit, } (B_{rs})_{\theta_r} = \frac{\mu_0}{2e} \cdot (\frac{3}{2} n_r) \cdot \frac{n_r}{n_s} L_s \cdot g \omega_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}} \sin(\omega_s t - \omega t - \varphi_{ar} - \theta_r)$$

Par analogie avec les relations du §B, on obtient aisément l'expression de la fmm correspondante soit :

$$(\varepsilon_{rs})_{\theta_r} = \left(\frac{3}{2} n_r\right) \cdot \frac{\frac{n_r}{n_s} L_s \cdot g \omega_s \cdot \hat{I}_{sm}}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}} \sin(\omega_s t - \omega t - \varphi_{ar} - \theta_r).$$

C'est l'expression d'une fmm tournante en un point de l'entrefer compté depuis l'axe de la phase a.

La contribution de la phase a du stator a pour expression $\varepsilon_{ars} = n_s \hat{I}_{rs} \sin(\omega_s t - \varphi_{ar})$, avec,

$$\hat{I}_{ars} = \hat{I}_{rs} \sin(\omega_s t - \varphi_{ar}) \text{ et } n_s \cdot \hat{I}_{rs} = n_r \cdot \frac{n_r}{n_s} L_s \cdot g \omega_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}}$$

Posons le rapport de transformation : $m = \frac{n_r}{n_s}$, il vient :

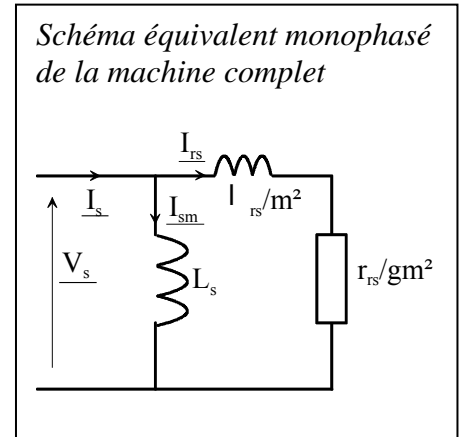
$$\hat{I}_{rs} = m^2 \cdot L_s \cdot g \omega_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}} = \frac{L_s \cdot \omega_s \cdot \hat{I}_{sm}}{m^2 \cdot g \sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}} = \frac{\hat{V}_s}{\sqrt{\left(\frac{\lambda}{m^2} \omega_s\right)^2 + \left(\frac{r}{m^2 \cdot g}\right)^2}}$$

Finalement,

$$\hat{I}_{ars} = \frac{\hat{V}_s}{\sqrt{\left(\frac{\lambda}{m^2} \omega_s\right)^2 + \left(\frac{r}{m^2 \cdot g}\right)^2}} \sin(\omega_s t - \varphi_{ar}) \text{ avec } \varphi_{ar} = \text{Arctg} \frac{\lambda \omega_s}{\frac{r}{g}}$$

C'est l'expression d'un courant dans une impédance série $\left(\frac{\lambda}{m^2} \omega_s, \frac{r}{m^2 \cdot g}\right)$ alimentée par la tension $v_s = \hat{V}_s \cdot \sin(\omega_s t)$.

Dès lors, on peut compléter le schéma équivalent par phase de la machine par une maille supplémentaire exprimant les effets d'induction produits par le champ statorique magnétisant.



E. EXPRESSION DU COUPLE ELECTROMAGNETIQUE

Cette expression peut être obtenue classiquement à partir du schéma équivalent monophasé en exprimant

la puissance électromagnétique absorbée par le stator : $P_{em} = 3 \cdot \left(\frac{r}{g \cdot m^2}\right) \cdot \frac{V_s^2}{\left(\frac{\lambda}{m^2} \omega_s\right)^2 + \left(\frac{r}{g \cdot m^2}\right)^2}$

D'où le couple électromagnétique pour la machine bipolaire étudiée,

$$C_{em} = \frac{P_{em}}{\omega_s} = 3 \cdot \frac{V_s^2}{\omega_s} \cdot \frac{\frac{r}{g \cdot m^2}}{\left(\frac{\lambda}{m^2} \omega_s\right)^2 + \left(\frac{r}{g \cdot m^2}\right)^2}$$

Pour une vitesse ω positive et $\omega_s > \omega$ ($g > 0$), le couple est positif (fonctionnement moteur de la machine). Pour $\omega_s < \omega$ ($g < 0$) le couple devient négatif (fonctionnement générateur de la machine).

On peut également exprimer le couple électromagnétique à partir du diagramme d'espace des champs magnétiques.

Pour cela formons le produit vectoriel : $\vec{\hat{B}}_r \wedge \vec{\hat{B}}_s$

Expression de \hat{B}_s :

$$\hat{B}_{sm} = \frac{\mu_0}{2e} \cdot \frac{3}{2} \cdot n_s \hat{I}_{sm} ; \hat{I}_{sm} = \frac{\hat{V}_s}{L_s \omega_s} ; L_s = \frac{3\mu_0 n_s^2 RL}{2e} ; \text{d'où : } \boxed{\hat{B}_s = \frac{\hat{V}_s}{2n_s RL \omega_s}}$$

Expression de \hat{B}_r :

| $\omega_s > \omega$ ($g > 0$) | $\omega_s < \omega$ ($g < 0$) |
|--|---|
| $\hat{B}_r = \frac{\mu_0}{2e} \cdot \left(\frac{3}{2} n_r\right) \cdot \frac{n_r}{n_s} L_s \cdot g \omega_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}}$ $\theta_r = \omega_s t - \frac{\pi}{2} - \omega t - \varphi_{ar} - \pi$ $\varphi_{ar} = \text{Arctg} \frac{\lambda g \omega_s}{r} > 0$ | $\hat{B}_r = \frac{\mu_0}{2e} \cdot \left(\frac{3}{2} n_r\right) \cdot -\frac{n_r}{n_s} L_s \cdot g \omega_s \cdot \hat{I}_{sm} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}}$ $\theta_r = \omega_s t - \frac{\pi}{2} - \omega t - \varphi_{ar}$ $\varphi_{ar} = \text{Arctg} \frac{\lambda g \omega_s}{r} < 0$ |

Déphasage entre les deux vecteurs ($\vec{\hat{B}}_r, \vec{\hat{B}}_s$) :

| $\omega_s > \omega$ ($g > 0$) | $\omega_s < \omega$ ($g < 0$) |
|--|---|
| $(\omega_s t - \pi) - (\omega t + \theta_r) = \frac{\pi}{2} + \varphi_{ar}$ $\sin\left(\frac{\pi}{2} + \varphi_{ar}\right) = \cos(\varphi_{ar})$ | $(\omega_s t - \pi) - (\omega t + \theta_r) = -\frac{\pi}{2} + \varphi_{ar}$ $\sin\left(-\frac{\pi}{2} + \varphi_{ar}\right) = -\cos(\varphi_{ar})$ |

Expression du produit vectoriel $\vec{\hat{B}}_r \wedge \vec{\hat{B}}_s$:

$$\vec{\hat{B}}_r \wedge \vec{\hat{B}}_s = \hat{B}_r \cdot \hat{B}_s \cdot \sin(\vec{\hat{B}}_r, \vec{\hat{B}}_s) \cdot \vec{u} = \left[\frac{\hat{V}_s}{2n_s RL \omega_s} \right] \cdot \left[\frac{\mu_0}{2e} \cdot \frac{3}{2} n_r \cdot \frac{n_r}{n_s} L_s g \omega_s \hat{I}_{sm} \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}} \right] \cdot \cos(\varphi_{ar}) \cdot \vec{u}$$

$$\vec{\hat{B}}_r \wedge \vec{\hat{B}}_s = \left[\frac{\hat{V}_s}{2RL \omega_s} \right] \cdot \left[\frac{\mu_0}{2e} \cdot \frac{3}{2} m^2 \cdot g \hat{V}_s \frac{1}{\sqrt{(\lambda g \omega_s)^2 + (r)^2}} \right] \cdot \left[\frac{\frac{r}{g \cdot m^2}}{\frac{1}{m^2} \sqrt{(\lambda \omega_s)^2 + \left(\frac{r}{g}\right)^2}} \right] \cdot \vec{u}$$

$$\boxed{\vec{\hat{B}}_r \wedge \vec{\hat{B}}_s = \frac{\mu_0}{8eRL} \cdot 3 \frac{V_s^2}{\omega_s} \cdot \frac{\frac{r}{g \cdot m^2}}{\left(\frac{\lambda}{m^2} \omega_s\right)^2 + \left(\frac{r}{g \cdot m^2}\right)^2} = \frac{\mu_0}{8eRL} \cdot C_{em} \cdot \vec{u}}$$

F. CONCLUSION

A un coefficient près le diagramme d'espace donne la mesure du couple électromagnétique développé par la machine. Notamment, on voit directement l'influence de la vitesse de rotation (ou du glissement g) sur l'intensité et la direction du vecteur $\vec{\hat{B}}_r$, donc du couple C_{em} en amplitude et en signe. Cette dépendance avec la vitesse est inhérente au phénomène d'induction utilisé dans cette machine, lequel rend l'amplitude des fem induites au rotor linéairement dépendante du glissement g

A cette dépendance s'ajoute celle du module de la réactance de fuites rotorique avec g , conduisant à une caractéristique couple / vitesse non linéaire.

Pour aller plus loin, si l'on maîtrisait les courants rotoriques en intensité et en phase (*chose possible pour une machine à rotor bobiné alimentée également au rotor*), le couple électromagnétique pourrait être

maîtrisé quelle que soit la vitesse de rotation. C'est l'idée exploitée avec les MADA (Machine Asynchrone à Double Alimentation) dans les éoliennes modernes...