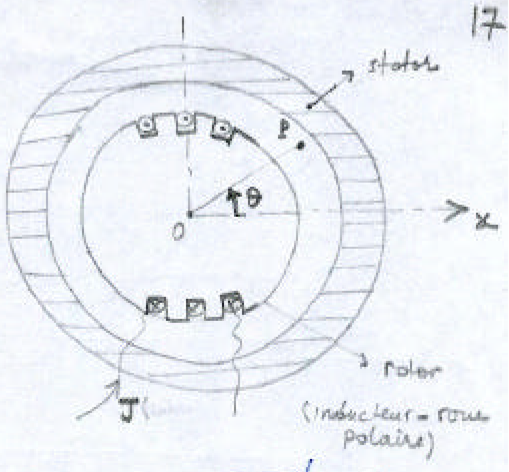
V. Le champ pulsant et le champ tournant

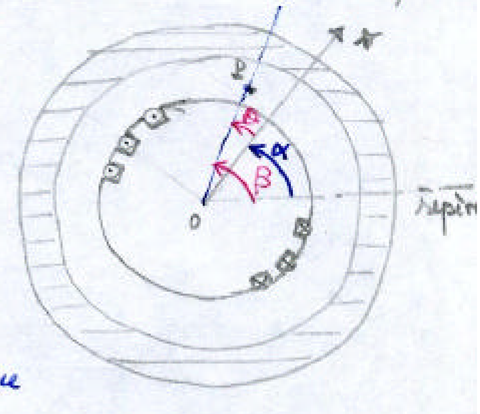
V Champs tournants



- L'induction créée par le système inducteur (roue polaire) est à répartition radial et sinusoïdal.
- Si le système inducteur est fixe : la valeur de l'induction au point P vaut :

$$B_p = B_m \cos\theta$$

- si le système inducteur tourne à une vitesse angulaire Ω



$$\alpha = \Omega t \, ,$$

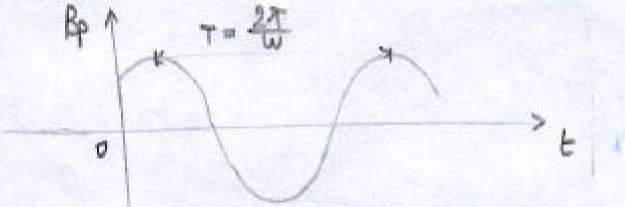
$$\theta = \beta - \alpha = \beta - \Omega t$$

$$B_p = B_m \cos(\beta - \Omega t) = B_m \cos(\Omega t - \beta).$$

$\forall P$ on peut écrire $B_p = B_m \cos(\omega t - p\beta)$.

Analyse :

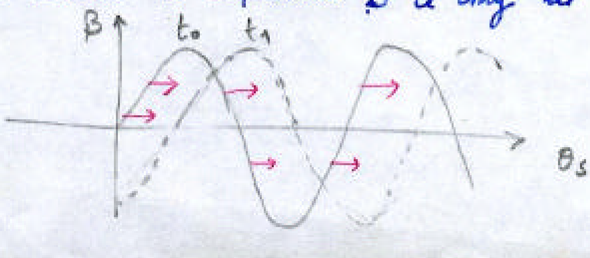
- La valeur algébrique du champ est une fonction sinusoïdal de l'espace (angle β) et du temps.
- L'onde magnétique au point P est une onde progressive.
- Pour β fixé, un observateur au point P ne voit qu'un champ magnétique vibratoire caractérisé par une amplitude B_m, une période $T = \frac{2\pi}{\omega}$ et une phase à l'origine des temps.



La fmm au point P s'écrit :

$$\mathcal{E}_p = \mathcal{E}_{max} \cos(\Omega t - \beta).$$

à un instant t fixé ($t = t_0$) si on fixe le champ de B et si on cherche à représenter B le long de l'entrefer on obtient :



à un instant t_1 plus tard $(t_1 > t_0)$ la sinusoïde B s'est déplacée le long de l'entrefer. Ce qui donne naissance à un champ tournant. 18

Dans le cas où nous avons un nombre de pôle $\neq 2$ on écrit :

$$\boxed{\begin{aligned} B_P &= B_m \cos(\omega t - p\theta). \\ \varepsilon_P &= \varepsilon_m \cos(\omega t - p\theta). \end{aligned}}$$

Théoreme de Leblanc

L'induction maximale B_m dépend de la fmm et donc du courant i qui traverse la bobine $B_m = K i$ (si le système n'est pas saturé).

Si le courant i est de la forme $i = I_m \cos \omega t$

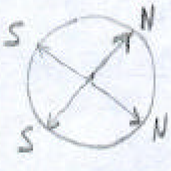
l'induction au point P s'écrit dans ce cas (bobinage immobile).

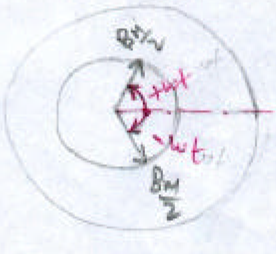
$$B_P = \underbrace{K I_m}_{B_M} \cos \omega t \cdot \cos\theta = B_M \cos \omega t \cdot \cos\theta$$

$$= \frac{B_M}{2}\Big[\underbrace{\cos(\omega t + \theta)}_{\text{Champ tournant à vitesse } \omega} + \underbrace{\cos(-\omega t + \theta)}_{\text{Champ tournant à vitesse } -\omega}\Big]$$

> Un bobinage fixe alimenté par un courant sinusoïdal de pulsation ω et d'amplitude I_m crée un champ décomposable en deux champs tournant opposés de norme constante $\frac{B_M}{2}$.

Le théorème permet de comprendre comment obtenir un champ tournant au moyen d'un seul bobinage. (Expliquer le principe et fonctionnement des moteurs monophasés

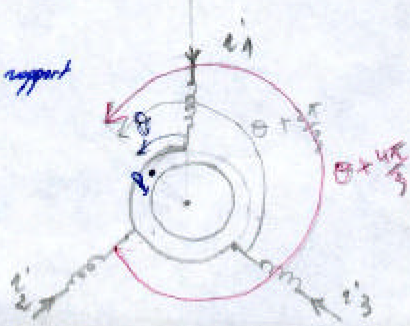


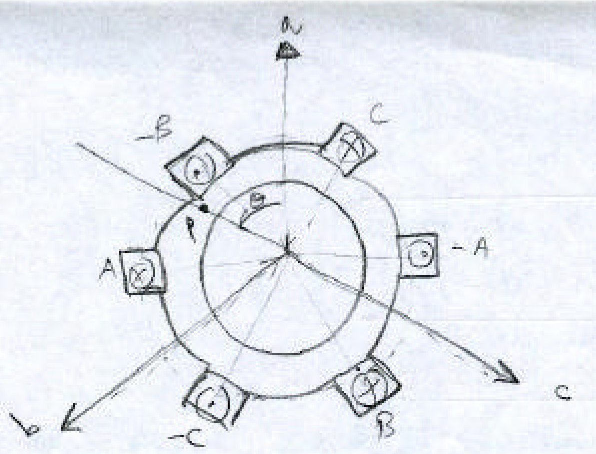


Théoreme de Ferraris

Soit 3 enroulements décalés de $\frac{2\pi}{3}$ les uns par rapport aux autres. Les 3 enroulement sont alimentés ~~par~~ respectivement par les 3 courants :

$$\begin{cases} i_1 = I_m \cos \omega t \\ i_2 = I_m \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \\ i_3 = I_m \cos\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) \end{cases}$$





$$B_{1p} \quad \frac{B_M}{2}\left[\cos(\omega t+\theta) \;+\; \cos(-\omega t+\theta)\right],$$

$$B_{2p} = \frac{B_M}{2}\left[\cos\left(\underbrace{\left(\omega t-\frac{2\pi}{3}\right)+\left(\frac{2\pi}{3}-\theta\right)}_{(\omega t + \theta)}\right) + \cos\left(\underbrace{\left(-\omega t+\frac{2\pi}{3}\right)+\left(\frac{2\pi}{3}-\theta\right)}_{-\omega t - \theta + \frac{4\pi}{3},}\right)\right].$$

$$B_{3p} = \frac{B_M}{2}\left[\cos\left(\underbrace{\left(\omega t-\frac{4\pi}{3}\right)+\frac{2\pi}{3}+\theta}_{\omega t - \frac{2\pi}{3} + \theta}\right) + \cos\left(\underbrace{\left(-\omega t+\frac{4\pi}{3}\right)+\left(\frac{2\pi}{3}+\theta\right)}_{-\omega t + \theta + \frac{6\pi}{3}}\right)\right.$$

$$\left[\omega t + \theta\right] \qquad -\omega t + \theta$$

$$X \sim 1 \quad \omega t - \theta \qquad \left[-\omega t + \frac{4\pi}{3} - \theta\right] X \sim 1$$

$$\left[\omega t - \frac{8\pi}{3} + \theta\right] \qquad -\omega t + \theta$$

- on prend l'axe de la phase 1 comme origine des angles et le maximum du courant i_1 comme origine des temps. 19

- d'après le théorème de Leblanc, chacun de ces enroulements va créer deux champ tournant, on aura au total 6 champ tournants.

L'induction au point P créée par la phase 1.

$$B_{1p} = \frac{B_M}{2}\left[\cos(\omega t+\theta) + \cos(-\omega t+\theta)\right]$$

$$B_{2p} = \frac{B_M}{2}\left[\cos\underbrace{\left(\left(\omega t - \tfrac{2\pi}{3}\right)+\left(\theta + \tfrac{4\pi}{3}\right)\right)}_{\omega t + \theta + \frac{2\pi}{3}} + \cos\underbrace{\left(\left(-\omega t + \tfrac{2\pi}{3}\right)+\left(\theta + \tfrac{4\pi}{3}\right)\right)}_{\underbrace{-\omega t + \theta + \cancel{\frac{6\pi}{3}}}_{-\omega t+\theta}}\right]$$

$$B_{3p} = \frac{B_M}{2}\left[\cos\underbrace{\left(\left(\omega t - \tfrac{4\pi}{3}\right)+\left(\theta + \tfrac{2\pi}{3}\right)\right)}_{\omega t + \theta - \frac{2\pi}{3}} + \cos\underbrace{\left(-\omega t + \tfrac{4\pi}{3} + \theta + \tfrac{2\pi}{3}\right)}_{\underbrace{-\omega t + \theta + \cancel{\frac{6\pi}{3}}}_{-\omega t+\theta}}\right]$$

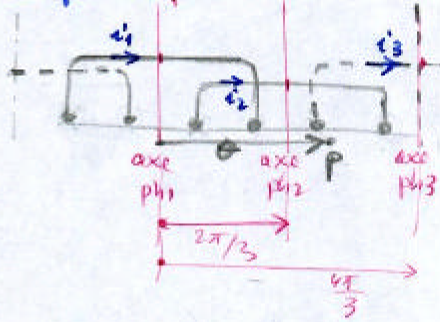
$$\begin{aligned} B_p = B_{1p} + B_{2p} + B_{3p} &= \frac{B_M}{2}\cos(\omega t+\theta) + \frac{B_M}{2}\cos(-\omega t+\theta) \\ &+ \frac{B_M}{2}\cos\left(\omega t+\theta+\tfrac{2\pi}{3}\right) + \frac{B_M}{2}\cos(-\omega t+\theta) \\ &+ \frac{B_M}{2}\cos\left(\omega t+\theta-\tfrac{2\pi}{3}\right) + \frac{B_M}{2}\cos(-\omega t+\theta) \\ &= \frac{3}{2}B_M\cos(-\omega t+\theta) = \boxed{\frac{3}{2}B_M\cos(\omega t-\theta)} \end{aligned}$$

Trois bobinages fixes décalés de $\frac{2\pi}{3}$ dans l'espace et parcourus par un système de courant triphasés sinusoïdaux équilibrés de pulsation ω créent un champ tournant à la vitesse angulaire ω et d'amplitude $\frac{3}{2}B_M$.
Le champ est équivalent à un rotor fictif passe par l'axe d'une bobine quand le courant y est extrémum.

Force magnétomotrice tournante bipolaire (P=1).

Le théorème de Ferrari peut être appliqué sur les f m m on obtient par conséquent pour la fmm produite le long d'un entrefer : Ref

$$\mathcal{E}_T = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 = \frac{3}{2}\mathcal{E}_M \cos(\omega t - \theta).$$



- θ représente une position dans l'entrefer /t à une référence fixe (ici la normale de la ph1).
- θ ne représente pas la position du rotor.
- Si t est fixé $\mathcal{E}(\theta)$ est une fonction sinusoïdale d'amplitude $\frac{3}{2} A\, I_m$ indépendante de t
- Si un point tourne, dans l'entrefer, à la vitesse ω, la fmm en ce point serait constante.

Généralisation sur un système à q phase. dont chaque phase crée une fmm

Un bobinage polyphasé (q phases) de construction symétrique, à répartition sinusoïdale, parcouru par un système de q courants équilibrés sinusoïdaux donne une fmm résultante à répartition sinusoïdale d'amplitude constante de vitesse angulaire égale à la pulsation des courants.

$$\mathcal{E}_1 = A\, I_m \cos \omega t \cdot \cos\theta$$

$$\mathcal{E}_2 = A\, I_m \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{q}\right) \cdot \cos\left(\theta - \frac{2\pi}{q}\right).$$

$$\mathcal{E}_q = A I_m \cos\left(\omega t - (q-1)\frac{2\pi}{q}\right) \cdot \cos\left(\theta - (q-1)\cdot\frac{2\pi}{q}\right)$$

$$\boxed{\mathcal{E}_T = \frac{q}{2} \cdot A\, I_m \cos(\omega t - \theta).}$$

$A = \frac{2}{\pi} n \cdot K_b$

n = Nbr de spires par pôle et par phase

- Pour un système multipolaire $p \neq 1$ la f m m résultante devient : $\mathcal{E}_T = \frac{q}{2} A\, I_m \cos(\omega t - p\theta)$

Ceci correspond à une onde de fmm présentant P maxima et P minima sur 2π mécanique (géométrique) et tournante à la vitesse angulaire

$$\boxed{\Omega = \frac{\omega}{p}}$$