

(1)

III. A. Amorce de régulation

1) $\alpha = 0,3$ donc $\alpha T = 6 \text{ ms}$ et

$$\frac{T}{2} + \alpha T = 16 \text{ ms.}$$

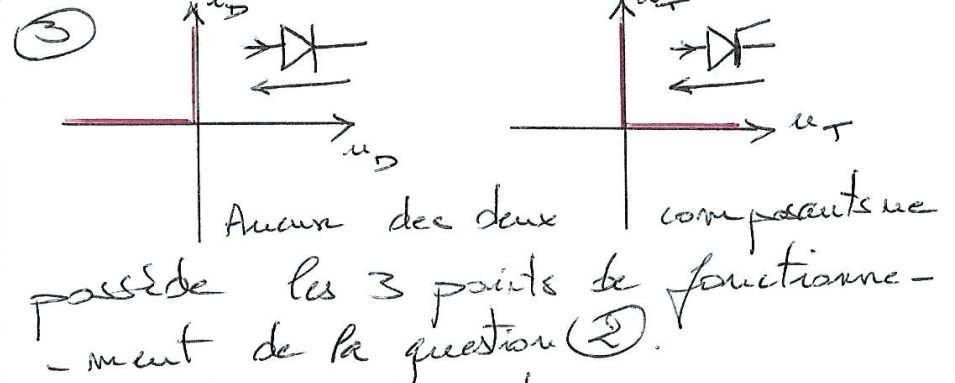
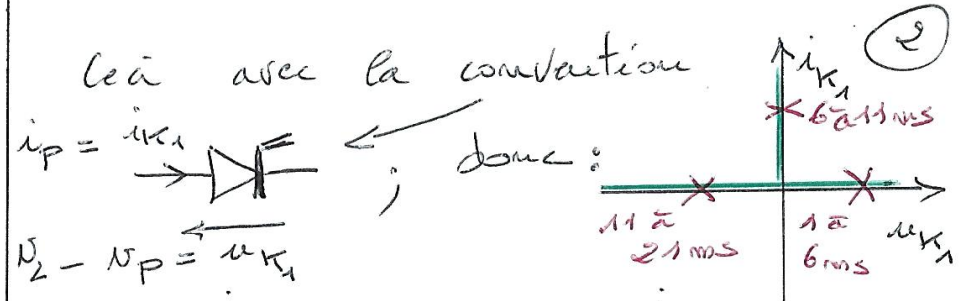
2) * lorsque un disjoncteur est fermé, $U_P = U_L$ et $i_P \neq 0$
Or K_1 est fermé à $t = \alpha T = 6 \text{ ms}$ et s'ouvre à $t = 11 \text{ ms}$ quand i_P s'annule.

De même K_2 est fermé à $t = 16 \text{ ms}$ et s'ouvre à nouveau quand i_P s'annule donc à $t = 21 \text{ ms}$.

Donc

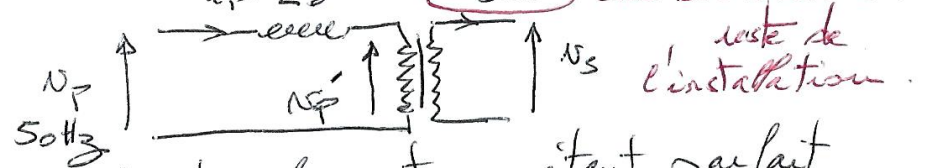
$\Delta t \text{ en ms}$	K_1	K_2
0 - 6	OUVERT	OUVERT
6 - 11	FERMÉ	OUVERT
11 - 16	OUVERT	OUVERT
16 - 21	OUVERT	FERMÉ

2) Pour K_1 fermé $u_{K_1} = 0$ et
- $i_{K_1} = i_P > 0$ de 6 à 11 ms
- $i_{K_1} = i_P < 0$ de 16 à 21 ms



III. B. Le transformateur

1) Essai $P_{\text{secondaire}}$ le u_{sat} étudié est :
1) Dans P_{essai} $i_P = 0$ car déconnexion de l'installation.



Le transformateur étant parfait
 $m = \frac{U_S}{U_P}$ et $i_{Sm} = i_P$ donc $i_P = 0$

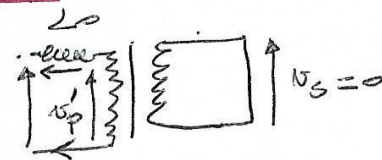
et $m = \frac{90 \cdot 10^3}{400\sqrt{2}} = 159$ car $V_{\text{sin}} = \frac{V_m}{\sqrt{2}}$
car la tension aux bornes de L_0 est nulle ($i_P = 0$) et donc $U_P = U_P'$

Essai donnant $I_{Sme} = 1400 \text{ mA}$. (3)

Cette intensité est obtenue avec un essai

effectué avec I_{Pme} en primaire: $I_P = m I_{Sme}$

soit $I_{Pme} = 223 \text{ A}$.

(2) Secondaire en court-circuit: N_P 

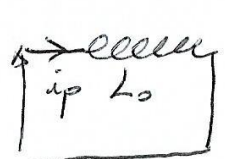
comme $N_S = 0$, $v_P = 0$ donc

$N_P = N_{Lo}$ donc en R.S.F,

$v_P = L_{Lo} \omega i_P$ et $V_{Pcc} = L_{Lo} \omega I_{Pme}$, soit

$$L_{Lo} = \frac{V_{Pcc}}{I_{Pme} \omega} = \frac{V_{cc} V_{Pme}}{I_{Pme} \omega}$$

(3) Le schéma est le même qu'en (2);
Soit avec seulement le primaire:

N_P  on a $V_P = V_{Pme}$

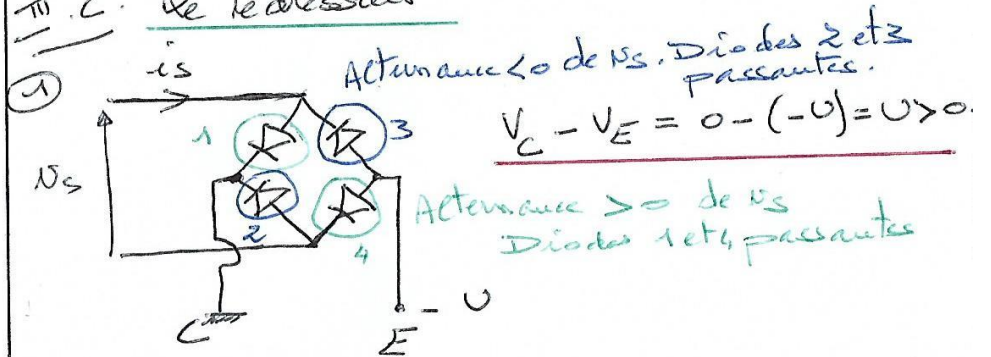
et $I_P = 3 I_{Pme}$

comme $v_P = L_{Lo} \omega i_P$, $L_{Lo} \omega = \frac{V_{Pme}}{3 I_{Pme}}$ et

donc $r_{cc} = \frac{1}{3}$; puis

$$L_{Lo} = \frac{1}{2\pi \cdot 50} \frac{400}{3 \cdot 223} = 1,9 \text{ mH}$$

$\frac{\pi}{2} \cdot L_{Lo}$ de redressement



(2) Si $\alpha \nearrow$ le temps de fermeture de π_1 (et π_2) diminue, donc la "charge" des électrodes est moindre car i_P est $\neq 0$ sur des durées faibles, ainsi $U \nearrow$

α Les arcs sont dus à une $\neq$ de potentiel trop grande entre les électrodes qui produit le claquage. Donc il faut faire $\nearrow U$ donc il faut $\alpha \nearrow$ 4. (2) α .

I. Etat de référence

1. On a: $\vec{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J}_{\text{libres}}$ $\vec{J}_{\text{libres}}$: densité volumique de courant imposés par l'extérieur

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = I_{l,e} \quad I_{l,e}: \text{courant libre enlacé}$$

2. $\text{div} \vec{B} = 0 \rightarrow \oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$: $\vec{B}$ est à flux conservatif

3. $\Pi_0, \vec{e}_r, \vec{e}_\phi$ est 1 Π^+ des courants $\rightarrow \vec{B} \perp \Pi_0, \vec{e}_r, \vec{e}_\phi \rightarrow \vec{B} \parallel \vec{u}_z$: $\vec{B}(M) = B(M) \vec{u}_z$
(si $M \in O z$)

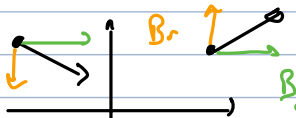
4. Il y a invariance par rotation d'angle θ autour de $O z \Rightarrow \|\vec{B}\| = B(r, z)$

$\forall M, \Pi_0, \vec{e}_r, \vec{e}_\phi$ est 1 Π^- des courants $\rightarrow \vec{B} \in \Pi_0, \vec{e}_r, \vec{e}_\phi$

Conclusion: $\vec{B} = B_r(r, z) \vec{e}_r + B_z(r, z) \vec{e}_z$

$\Pi_0, \vec{e}_r, \vec{e}_\phi$ est 1 Π^+ des courants $\Rightarrow \forall M, \vec{B}(r, -z) = -\text{sym}_{/O_r} \vec{B}(r, z)$
 $\hookrightarrow$ axe vertical O_r

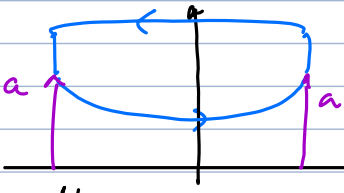
5. $\forall M \in O z, \vec{B}$ est bien $\perp \Pi_0, \vec{e}_r, \vec{e}_\phi$ donc oui pour 3)
• les B_z de champ sont symétriques $/O_r$, donc oui pour
• les B_r sont symétriques $/O z$ donc oui pour l'invariance $/\theta$

6.  $\vec{B}(r, -z) = -\text{sym}_{/O_r} \vec{B}(r, z)$

B_z est paire et B_r impaire

$$\begin{cases} B_r(r, z) = -B_r(r, -z) \\ B_z(r, z) = B_z(r, -z) \end{cases}$$

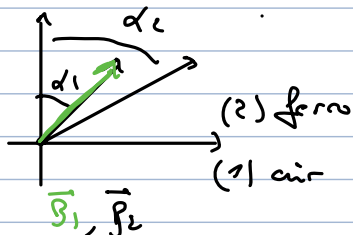
7. Le sens de la ldc donne 1 flux $\vec{u}_z + \vec{u}_\phi$

 $0 < r < a$
On est dans le cylindre
 $\forall z, B_z > 0$ si $z > 0, B_r > 0$
(si $r < a$) $z < 0, B_r < 0$
 $z = 0, B_r = 0$

8. Cette remarque revient à dire que le champ rentre (en z_1) et sort (en z_2) orthogonalement au ferromagnétique parfait.

C'est un résultat de cours admis (normalement) mais qui se démontre en utilisant les relat. de passage (non fournies et $\frac{H_P}{\epsilon}$)

$$\begin{aligned} B_{1n} &= B_{2n} \\ H_{1t} &= H_{2t} \end{aligned}$$



$$\tan(\alpha_1) = \frac{B_{1t}}{B_{1n}} = \frac{\mu_1 H_{1t}}{B_{1n}} = \frac{\mu_1 H_{2t}}{B_{2n}} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{B_{2t}}{B_{2n}}$$

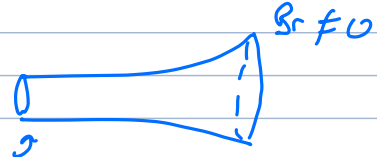
$$\tan(\alpha_1) = \frac{\mu_1}{\mu_2} \tan(\alpha_2) \xrightarrow{\mu_2 \rightarrow \infty} \tan(\alpha_1) \rightarrow 0 \quad \alpha_1 \rightarrow 0$$

On retrouve bien le résultat

B_r est impaire / z donc $B_r(r, z=0) = 0$. On constate aussi que le champ $\vec{B}$ sort $\perp$ au noyau dans l'autre for noyau / entre for circuit primaire ou secondaire.

9. Sur la figure 3 on voit que les lignes de champs sont quasi // entre elles } B est uniforme au voisinage du centre du noyau
Le rapport $\frac{B_z}{B_{zmax}}$ varie peu autour de son extremum (fig 5)

10. la forme d'un tube de champ permet de répondre annexe car caractère conservatif
du flux de $\vec{B}$: $\vec{B} \parallel \vec{u}_z$
 $B_r = 0$

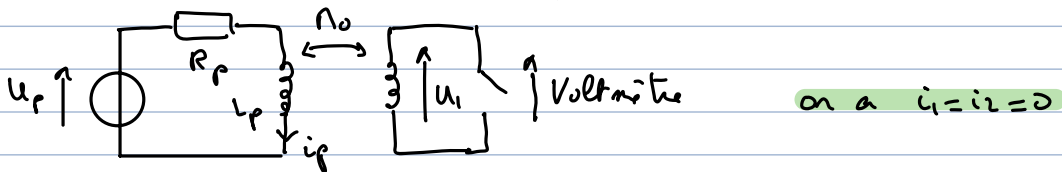


les lds s'évaluent, $\|\vec{B}\|$, on en conclue que B_z

$$11. \phi_{p2} = \iint_{S_2} \vec{B}_p \cdot d\vec{S} = \mu_0 I_p S n (z_2 - (z_2 - L_{max})) = \underbrace{\mu_0 I_p S n L_{max}}_{\phi_0} \quad \left. \begin{array}{l} \phi_{p1} = \iint_{S_1} \vec{B}_p \cdot d\vec{S} = \mu_0 I_p S n (z_1 + L_{max} - z_1) = \underbrace{\mu_0 I_p S n L_{max}}_{\phi_0} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \phi_1 = \phi_2 = \phi_0 \\ = \mu_0 I_p S n L_{max} \end{array}$$

De même : $\phi_{p1} = \mu_0 I_p S n (z_1 + L_{max} - z_1) = \underbrace{\mu_0 I_p S n L_{max}}_{\phi_0}$

12. Le schéma électrique équivalent du N_1 circuit est :



les 2 lois des mailles donnent, avec la loi de Faraday

$$\begin{cases} u_1 = N_0 \frac{d\phi}{dt} \\ u_p = R_p i_p + L_p \frac{di_p}{dt} \end{cases}$$

en $\mathcal{C}$:

$$u_p = (R_p + jL_p \omega) i_p \quad \text{et} \quad u_1 = N_0 j\omega \phi = \frac{N_0 j\omega u_p}{R_p + jL_p \omega}$$

$$N_0 = \sqrt{R_p^2 + L_p^2 \omega^2} \frac{u_1}{\omega u_p} = \sqrt{10^4 + L_p^2 (2\pi f)^2} \frac{u_1}{u_p} \frac{1}{2\pi f} \quad \text{avec } \pi \simeq 3.$$

$$\sqrt{10^4 + 180^2}$$

$$42400$$

$$205$$

$$N_0 \simeq 1 \text{ mH}$$

II Déplacement du noyau

13. par symétrie on peut raisonner pour $0 < z < L_{\max}$: $\Phi_{pp} = K i_p S n (z_2 - z_1)$
(flux propre des primaires)

$$L_p = K S n (z_2 - z_1) \text{ indépendant de } z$$

14. f.u. : $\Phi_{p1} = K i_p S n (L_{\max} - z) \rightarrow n_1(z) = K S n (L_{\max} - z)$

15. de même : $\Phi_{p2} = K i_p S n (z + L_{\max}) \rightarrow n_2(z) = K S n (z + L_{\max})$

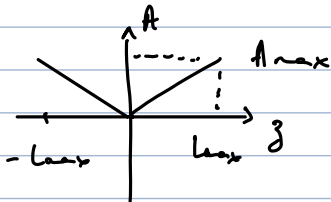
$$n_1(z) = n_0 (1 - z/L_{\max}) \quad ; \quad n_2(z) = n_0 (1 + z/L_{\max})$$

16. $u_2 = n_2 \frac{dip}{dt}$; $u_1 = n_1 \frac{dip}{dt} \Rightarrow u_s = (n_2 - n_1) \frac{dip}{dt} = 2 n_0 z \frac{dip}{L_{\max} dt} \Rightarrow A = 2$

17. i_p s'écrit $i_p(t) = \bar{I}_p \sin(\omega t + \varphi)$ avec $\bar{I}_p$ indep. de z (cf. φ_{13} et début φ_{12})

$$u_s = \frac{n_0}{L_{\max}} \bar{I}_p \omega z \cos(\omega t + \varphi) = A \cos(\omega t + \varphi)$$

La l'Amplitude de u_s est de z .



si $z < 0$ il y a un signe (-) qui apparaît

et donc une tension en opposé de phase par rapport à l'autre cas.

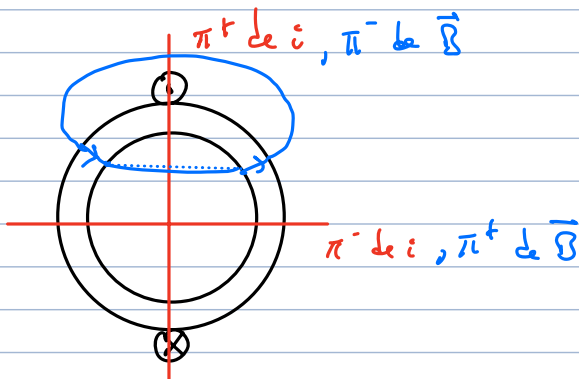
Il faut utiliser 1 débriteur d'enveloppe

Partie VI Machine synchrone

Q32. Le dip $\vec{B}$ est la + intense la où la ldc st la + serrées. les unes / autres écartées

donc au voisinage de la spire
et loin de la spire, sur les cotés

Q33. Observons d'abord les symétries de $\vec{B}$ et $\vec{H}$ / i



le long de la ldc moyenne, le
théorème d'Ampère appliqué à $\vec{H}$ s'écrit:

$$l_{\text{fer}} H_{\text{fer}} + 2e H_{\text{air}} = i_1 (1) \quad (1)$$

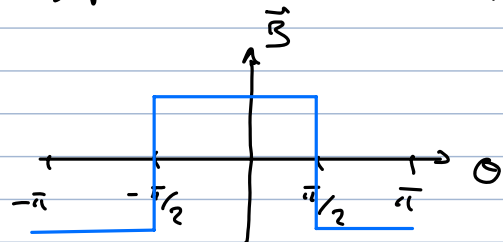
Q34. On a: $B_{\text{fer}} = \mu_0 \mu_r H_{\text{fer}}$ et $B_{\text{air}} = \mu_0 H_{\text{air}}$

$$(1) \Rightarrow \frac{B}{\mu_0} \left(\frac{l_{\text{fer}}}{\mu_r} + 2e \right) = i_1 \xrightarrow{2e \gg l_{\text{fer}} / \mu_r} B \approx \frac{\mu_0 i_1}{2e}$$

Q35.

Cette expression est vraie si $0 < \theta < \pi/2$, par symétrie on complète
pour $-\pi/2 < \theta < 0$.

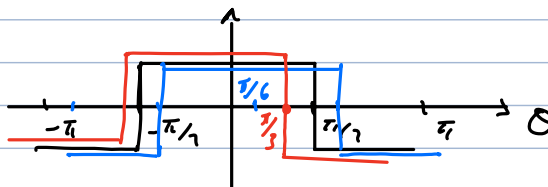
Enfin l'antisymétrie finit l'étude



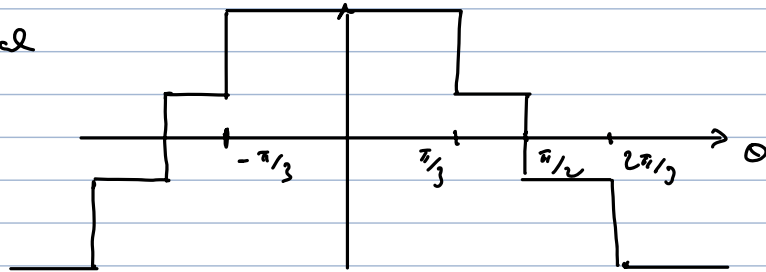
Q36. Chaque des spires crée un champ analogue au précédent mais

de côté de $\pm \pi/6$

les courbes st décalées pour
+ de lisibilité



Au final



avec un peu d'imagination

$$\vec{B}_1 = K i_1(t) \cos \theta \vec{e}_r$$

le champ est radial de l'autre fer

37. Ainsi : $\vec{B}_1(t) = K i_1 \cos(\omega t) \vec{e}_r$

$$\vec{B}_2 = K i_2 \sin(\omega t) \vec{e}_r$$

↳ Décalage de $\pi/2$ des bobines

et
$$\left. \begin{aligned} i_1(t) &= I_{max} \cos(\omega t) \\ i_2(t) &= I_{max} \sin(\omega t) \end{aligned} \right\} \text{ machine à excitation séparée, en quadrature}$$

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 = B_{su} (\cos(\omega t) \cos \theta + \sin(\omega t) \sin \theta) \vec{e}_r$$

$$\vec{B} = B_{su} \cos(\omega t - \theta) \vec{e}_r$$

Ce champ possède une valeur moyenne temporelle nulle sauf dans

la direction $\theta(t) = \omega_s t$

(c'est donc un champ tournant à la vitesse $\vec{\omega} = \omega_s \vec{e}_z$ ($\vec{e}_z = \vec{e}_r \wedge \vec{e}_\theta$))

38. $\vec{B}_2(\theta, t) = B_{su} \cos(\theta(t) - \theta) \vec{e}_r$, $\theta(t) = \omega_s t + \theta_0$

On sait que : $W_h = \iiint_{V. \text{entrefer}} \frac{B_e^2}{2\mu} dz$ (en se la tene dans le fer)

$W = \iiint_{V_e} \frac{(\vec{B}_r + \vec{B}_s)^2}{2\mu} dz$ Le calcul complet des 3 termes on fait en cours et seul le terme dit "de couplage"

(le double produit) fait intervenir une expression liée à θ

sympa à prononcer!

39. Re Le e est 1 volume, il semble raisonnable de dire que Re est le

rayon du rotor, Le la longueur du rotor.

rem: Ceci suppose tout de même de savoir calculer l'iff et que $dz \approx Le.e. Re d\theta$

40.
$$\Gamma_z(t) = \frac{2\pi Re Le.e. B_{r0} B_{s0}}{2\mu} \sin((\omega_s - \omega)t - \theta_0)$$

41. Il faut que $\Omega = \omega_s$ c'est la condition de synchronisme

Ainsi
$$T_{e,u} = - \frac{V_e B_{p0} B_{s0}}{2\mu_0} \sin(\theta_0) = -P_{max} \sin(\theta_0)$$

↳ et V_e un gros moteur
produit un gros couple

42. fonctionnement alternateur: $T_{e,u} < 0$

↳ $0 < \theta_0 < \pi$

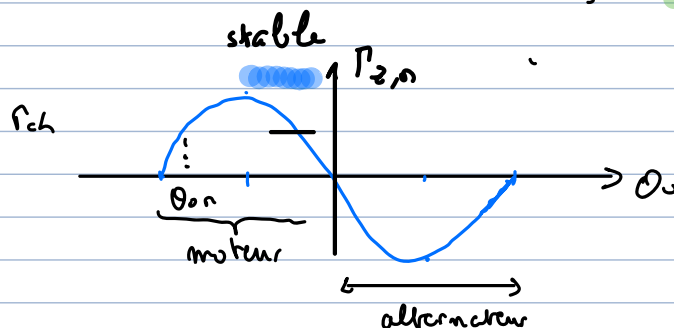
_____ moteur

$T_{e,u} > 0$

stable si

$-\pi < \theta_0 < -\pi/2$

↳ $-\pi < \theta_0 < 0$



supposons un fonction
nominale imposé par
1 charge ($P_{ch} = P_{max} \sin \theta$)
si $\theta_0 \downarrow$, $P \uparrow$ le rotor
accélère et $\theta \uparrow$
si $\theta_0 \uparrow$, $P \downarrow$, $\theta \downarrow$

θ_0 représente l'écart angulaire entre le rotor et le stator Mais il n'est pas défini comme dans le cours: $\theta(t) = \omega_s t - \theta_0$

ici: $\theta_p(t) = \Omega t + \theta_0$