

Partie I

- 1) - Le plan zOy est plan d'antiparallélisme des moments $\rightarrow$ le vecteur moment $\vec{B}(M) \in zOy$ de plan zOy est plan d'antiparallélisme des moments $\rightarrow$ le vecteur moment $\vec{B}(M) \in zOy$

$\vec{B}(M) \in zOy \cap yOz$ donc $\vec{B}(M) // Oz$

$\vec{B}(M) = B_z \vec{e}_z$ où B_z est fonction scalaire de y .

On peut donc se contenter d'étudier la fonction $B_z(y)$.

Y'élément $d\vec{l}$ de spire en P situé en M le champ $d\vec{B}(M)$ dérive par la loi de Biot et Savart.

$d\vec{B}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Id\vec{l} \wedge \vec{r}}{r^3}$ avec $d\vec{l} \perp \vec{r}$ donc $dB(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Id\vec{l}}{r^2}$

$dB_z = dB(M) \sin \theta$ où $\sin \theta = \frac{OP}{PM} = \frac{R}{PM}$ donc $dB_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Id\vec{l}}{PM^2} \cdot \frac{R}{PM} = \frac{\mu_0 IR}{4\pi PM^3} \cdot d\vec{l}$

Donc l'ensemble de la spire $B_z(M) = B_z(y) = \int d\vec{l} B_z = \frac{\mu_0 IR}{4\pi PM^3} \cdot \int d\vec{l} = \frac{\mu_0 IR}{4\pi PM^3} \cdot 2\pi R = \frac{\mu_0 I}{2R} \left(\frac{R}{PM} \right)^3$

Or $PM^2 = OP^2 + OM^2 = R^2 + y^2$ d'où

$B_z(M) = \frac{\mu_0 I}{2R} \left(\frac{R}{R^2 + y^2} \right)^{3/2}$

$\frac{dB_z}{dy} = \frac{dB_z}{dPM} = \frac{dB_z}{dPM} \cdot \frac{dPM}{dy}$ On obtient donc la formule de la dérivée de la dérivée de $B_z(M) = \frac{\mu_0 I}{2R} \frac{R^3}{(R^2 + y^2)^{3/2}}$

Partie II

1) a) - $\vec{B}_z = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_3 = K [A_1(t) \vec{e}_1 + A_2(t) \vec{e}_2 + A_3(t) \vec{e}_3]$

$\vec{e}_1 = \vec{e}_x$; $\vec{e}_2 = \cos(\frac{2\pi}{3}) \vec{e}_x + \sin(\frac{2\pi}{3}) \vec{e}_y$; $\vec{e}_3 = \cos(\frac{2\pi}{3}) \vec{e}_x + \sin(\frac{2\pi}{3}) \vec{e}_y$; $\vec{e}_3 = \cos(\frac{2\pi}{3}) \vec{e}_x + \sin(\frac{2\pi}{3}) \vec{e}_y$; $\vec{e}_3 = \cos(\frac{2\pi}{3}) \vec{e}_x + \sin(\frac{2\pi}{3}) \vec{e}_y$

$\cos(\omega_1 t + \varphi - \frac{2\pi}{3}) = \cos(\omega_1 t + \varphi) \cos(\frac{2\pi}{3}) + \sin(\omega_1 t + \varphi) \sin(\frac{2\pi}{3}) = -\frac{1}{2} \cos(\omega_1 t + \varphi) + \frac{\sqrt{3}}{2} \sin(\omega_1 t + \varphi)$

$B_{z1} = K [A_1(t) - \frac{1}{2} A_2(t) - \frac{1}{2} A_3(t)] = K [A_1(t) - \frac{1}{2} (A_2(t) + A_3(t))]$

Or $A_2(t) + A_3(t) = I_m [\cos(\omega_1 t + \varphi - \frac{2\pi}{3}) + \cos(\omega_1 t + \varphi + \frac{2\pi}{3})] = -I_m \cos(\omega_1 t + \varphi)$

donc $B_{z1} = K I_m [\cos(\omega_1 t + \varphi) + \frac{1}{2} \cos(\omega_1 t + \varphi)]$ soit $B_{z1} = \frac{3}{2} K I_m \cos(\omega_1 t + \varphi)$

$B_{z2} = K [0 + \frac{\sqrt{3}}{2} A_1(t) - \frac{\sqrt{3}}{2} A_3(t)] = K \frac{\sqrt{3}}{2} [A_1(t) - A_3(t)]$

Or $A_1(t) - A_3(t) = I_m [\cos(\omega_1 t + \varphi - \frac{2\pi}{3}) - \cos(\omega_1 t + \varphi + \frac{2\pi}{3})] = \sqrt{3} I_m \sin(\omega_1 t + \varphi)$

donc $B_{z2} = K \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \sqrt{3} I_m \sin(\omega_1 t + \varphi)$ soit $B_{z2} = \frac{3}{2} K I_m \sin(\omega_1 t + \varphi)$

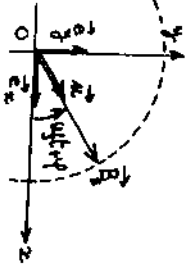
- 2) - On peut écrire $\vec{B}_0 = B_0 \vec{u}$ avec

$\vec{u} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos(\omega_1 t + \varphi) \\ \sin(\omega_1 t + \varphi) \end{pmatrix}$ vecteur unitaire du plan zOy passant par $\vec{e}_z$

$B_0 = \frac{3}{2} K I_m$ norme constante de $\vec{B}_0$

$\vec{B}_0$ est donc bien un champ tournant autour de l'axe Oz avec la même amplitude ω_1 . $\vec{B}_0$ tourne ici dans le sens horaire vu du plan zOy .

Représentation de $\vec{B}_0$ dans le plan zOy (phase = 0) $\rightarrow$ Rot 2 (phase = $-\frac{2\pi}{3}$) $\rightarrow$ Rot 3 (phase = $-\frac{4\pi}{3}$) soit celui où le plan dérivé.



- 3) - L'expression de la phase $\omega_1 t + \varphi$ de la machine synchronisée permet de trouver les relations 1 et 2. A avec de rotation Rot 1 $\rightarrow$ Rot 2 $\rightarrow$ Rot 3 et ainsi de suite.

Soit a donc pour effet de changer le sens de rotation de $\vec{B}_0$.

4) - On a $B_0 = \frac{3}{2} K I_m$ soit $B_0 = \frac{3}{2} K \frac{I_m}{\sqrt{2}} = \frac{3}{2} \times 905 \times \frac{15}{\sqrt{2}} = 0.9855 \approx 0.980 T$

ω_1 est la vitesse de rotation en $rad.s^{-1}$: $\omega_1 = 2\pi f_1$ ω_1 est la vitesse de rotation en $tr.min^{-1}$: $\omega_1 \leftrightarrow 1 rev/30 s$ et $1 s^{-1} \leftrightarrow 60 min^{-1}$

donc $\omega_1 = \frac{60}{30} = 2\pi f_1 \cdot \frac{60}{30}$ soit $\omega_1 = 60 f_1 = 60 \times 50 = 3000 tr.min^{-1}$

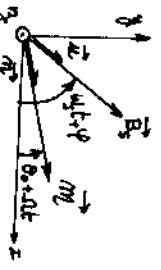
- 5) 1) - La bobine possède un moment magnétique

$\vec{M} = n I S \vec{u}$

Place dans le champ magnétique $\vec{B}_0$ uniforme elle est soumise au couple de forces de moments $\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B}_0$

$\vec{\Gamma} = (n I S) \wedge (B_0 \vec{u}) = n I B_0 \sin(\alpha) \vec{u} = (n I S) (B_0) \sin[(\omega_1 t + \varphi) - (\theta_0 + \alpha t)] \vec{e}_z$

$\vec{\Gamma}(t) = \vec{\Gamma}(t) \vec{e}_z$ avec $\vec{\Gamma}(t) = n I B_0 \sin[(\omega_1 t + \varphi) - (\theta_0 + \alpha t)]$

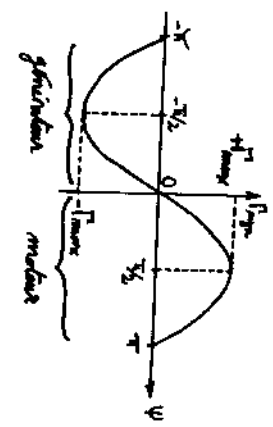


2) - $\vec{\Gamma}(t) = \langle \vec{\Gamma}(t) \rangle = n I B_0 \sin[(\omega_1 t + \varphi) - (\theta_0 + \alpha t)]$

si $\frac{\Omega}{\omega} < 1$ alors $\langle \sin(\omega t) \rangle = 0$ donc $\Gamma_{\text{moy}} = 0$
 si $\frac{\Omega}{\omega} = 1$ alors $\langle \sin(\omega t) \rangle = \sin(\varphi, \theta_0)$ donc $\Gamma_{\text{moy}} = \sqrt{5B} I \sin(\varphi, \theta_0)$

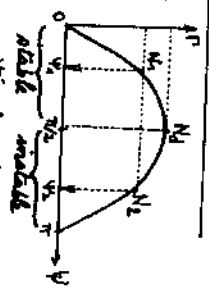
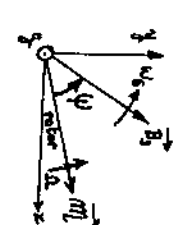
- Réglé machine ne présente d'intérêt que si $\Gamma_{\text{moy}} \neq 0$ donc si $\Omega = \omega$.
 En fait de machine quelconque on a notre tension $\approx$ la même valeur que la charge magnétique.
 - Initialement le module est à l'arrêt ($\Omega = 0$). Le réseau de fréquence fixe impose $\omega \neq 0$.
 En ce cas on a $\Omega \neq \omega$ donc $\Gamma_{\text{moy}} = 0$. On conclut que le module ne peut pas fonctionner sans.

3) - En point $(\varphi, \varphi, \theta)$ l'expression de $\vec{E} \cdot \vec{B}$ est
 donne $\Gamma_{\text{moy}} = \sqrt{5B} I \sin(\varphi)$ donc le cosinus.
 - le fonctionnement module correspond à $\Gamma_{\text{moy}} > 0$
 donc $\sin(\varphi) > 0$
 le fonctionnement module correspond à $\Gamma_{\text{moy}} < 0$
 donc $\sin(\varphi) < 0$.



- En a cela $\Gamma_{\text{moy}} = \sqrt{5B} I$
 - dérive $\Gamma_{\text{moy}} = \Gamma_{\text{moy}} \sin(\varphi) + 1$ car pour $\varphi = \frac{\pi}{2}$ d'où $\phi_{\text{moy}} = 0$

4) - En se place dans le mode de fonctionnement module.
 En a donc $0 < \varphi < \pi$



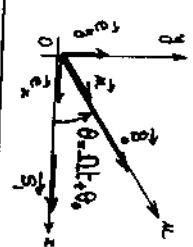
réglé machine ne présente d'intérêt que si $\Gamma_{\text{moy}} \neq 0$ donc si $\Omega = \omega$.
 En fait de machine quelconque on a notre tension $\approx$ la même valeur que la charge magnétique.

Point φ_1
 Supposons que le réseau radiateur $\Rightarrow \varphi_1 \Rightarrow \Gamma_{\text{moy}} > 0$ le réseau radiateur.
 Supposons que le réseau radiateur $\Rightarrow \varphi_1 \Rightarrow \Gamma_{\text{moy}} < 0$ le réseau radiateur.
 Point $\varphi_2 \in]0, \pi/2[$ le module de fonctionnement est stable.

Point φ_3
 Supposons que le réseau radiateur $\Rightarrow \varphi_3 \Rightarrow \Gamma_{\text{moy}} > 0$ le réseau radiateur.
 Supposons que le réseau radiateur $\Rightarrow \varphi_3 \Rightarrow \Gamma_{\text{moy}} < 0$ le réseau radiateur.
 Point $\varphi_4 \in]\pi/2, \pi[$ le module de fonctionnement est stable.

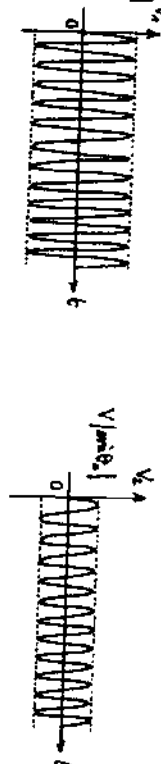
Partie III

A) 1) - Le flux Φ envoyé par B_0 à travers $\vec{B}$ est
 $\Phi = \vec{B} \cdot \vec{S} = (B_0 \vec{e}_z) \cdot (\vec{S} \cos \theta) = B_0 S \cos \theta = (n \pi) \cos(\Omega t + \theta_0)$
 8) après la loi de Faraday $\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt} = - (n \pi \omega \sin \theta_0) \sin(\Omega t + \theta_0)$
 $\mathcal{E} = (n \pi \omega \sin \theta_0) \sin(\Omega t + \theta_0)$ d'où $V(t) = n \pi \omega \sin \theta_0 \sin(\Omega t + \theta_0)$
 Pour le calcul de $V(t)$, avec $\mathcal{E} = \vec{E} \cdot \vec{S} = B_0 S \sin \theta$ on obtient $V(t) = - n \pi \omega \sin \theta_0 \sin(\Omega t + \theta_0)$
 - Le $\Omega \neq 0$ la mesure de V et $\mathcal{E}$ permet de calculer $\sin \theta$ et $\cos \theta$ donc de déterminer le point θ .
 On conclut si $\Omega = 0$, soit si le module est à l'arrêt, on a $V \theta = \mathcal{E} = 0$ on ne peut pas déterminer la position θ .



2) - En regard l'expression de Φ de III A) on y remplace $\vec{B}$ par $\vec{B}_m \cos(\omega_p t)$.
 $\Phi = \vec{B}_m \cdot \vec{S} = (B_m \cos(\omega_p t)) \cdot (S \cos \theta) = B_m S \cos(\omega_p t) \cos \theta$
 $\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt} = - B_m S \omega_p \sin(\omega_p t) \cos \theta$
 $V(t) = B_m S \omega_p \sin(\omega_p t) \cos \theta$
 $V(t) = n \pi \omega \sin \theta_0 \sin(\Omega t + \theta_0)$
 En déduisant bien :
 $V(t) = n \pi \omega \sin \theta_0 \sin(\Omega t + \theta_0)$
 On ne calcul rien :
 $V(t) = n \pi \omega \sin \theta_0 \sin(\Omega t + \theta_0)$

3) - Dérive le module est à l'arrêt $\Omega = 0$ donc $\theta = \theta_0 = \theta$. En fait $V = n \pi \omega \sin \theta_0 \sin(\Omega t + \theta_0)$
 En a cela $V(t) = V_m \cos(\omega_p t) \sin(\Omega t + \theta_0)$ et $V(t) = V_m \sin(\omega_p t) \sin(\Omega t + \theta_0)$



4) - Dérive le module est à l'arrêt $\Omega = 0$ donc $\theta = \theta_0 = \theta$. En fait $V = n \pi \omega \sin \theta_0 \sin(\Omega t + \theta_0)$
 En a cela $V(t) = V_m \cos(\omega_p t) \sin(\Omega t + \theta_0)$ et $V(t) = V_m \sin(\omega_p t) \sin(\Omega t + \theta_0)$

Les deux ondes sont caractérisées d'oscillations rapides à la pulsation ω_p à l'intérieur d'envelopes à la pulsation Ω . Les enveloppes de $V_1(t)$ sont en quadrature par rapport à celle de $V_2(t)$.



L'amplitude des tensions est $V_0 \approx 20 \text{ mV}$ avec $\omega_p = 2\pi \times 10^6 \text{ rad/s}$
 $V = 2\pi \times 10^6 \times 20 \times 10^{-3} \times 4 \times 10^{-3} \times 200 \times 10^{-3} = 320 \text{ V}$

$$V = 2\pi \times 10^6 \times 20 \times 10^{-3} \times 4 \times 10^{-3} \times 200 \times 10^{-3} = 320 \text{ V}$$

8) 1) - Pour le multiplicateur utilisé en TP cours (AD633) on a $k = 0.1 \text{ V}^{-1}$

Rq: toujours $V_1(t)$ et $V_2(t)$ sont d'amplitude inférieure à 10V, cette valeur de k assure d'ailleurs $V_1(t)$ avec d'amplitude inférieure à 10V.

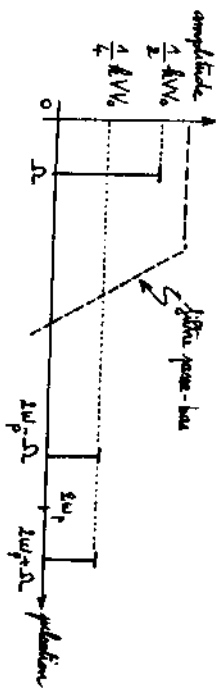
$$2) - V_m(t) = k V_1(t) V_2(t) = k V_0 \sin(\omega_p t) \cos(\Omega t + \theta_0) V_0 \sin(\omega_p t) \cos(\Omega t + \theta_0)$$

$$V_m(t) = k V_0 \cdot \frac{1}{2} [1 - \cos(2\omega_p t)] \cos(\Omega t + \theta_0) = \frac{k}{2} V_0 V_0 [\cos(\Omega t + \theta_0) - \cos(2\omega_p t) \cos(\Omega t + \theta_0)]$$

$$V_m(t) = \frac{k}{2} V_0 V_0 \left\{ \cos(\Omega t + \theta_0) - \frac{1}{2} [\cos((2\omega_p - \Omega)t - \theta_0) + \cos((2\omega_p + \Omega)t + \theta_0)] \right\}$$

$$V_m(t) = \frac{1}{2} k V_0 V_0 \cos(\Omega t + \theta_0) - \frac{1}{4} k V_0 V_0 \cos[(2\omega_p - \Omega)t - \theta_0] - \frac{1}{4} k V_0 V_0 \cos[(2\omega_p + \Omega)t + \theta_0]$$

- On obtient la même amplitude relative au signal d'entrée.

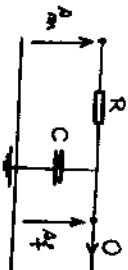


3) - Pour retrouver un signal modulé à ω_0 à partir d'une onde $\cos(\Omega t + \theta_0)$ il me faut garder que la fréquence de base ω_0 dans le filtre passe-bas.

- On peut réaliser un filtre passe-bas à l'aide d'une cellule RC.

$$f_{\text{cutoff}} = \frac{1}{2\pi RC}$$

$$R = \frac{1}{2\pi f_{\text{cutoff}} C}$$



4) - L'atténuation du filtre passe-bas étant de 20 dB/déc, pour obtenir la composante résiduelle HF (de pulsation $\approx 2\omega_p$) de 40 dB il faut qu'elle soit à 2 décades au-dessus de la pulsation de coupure $2\omega_p$.

$$2\omega_p = 10^6 \text{ rad/s} \rightarrow \frac{1}{\omega_c} = \frac{1}{2\pi f_c} \text{ soit } \frac{1}{\omega_c} = \frac{50}{2\pi f_p} \text{ d'où } RC = \frac{50}{2\pi f_p} \text{ soit } RC = \frac{25}{\pi f_p}$$

$$5) - \text{Pour la composante BF de pulsation } \Omega \text{ on a } H = \frac{1}{1 + j50 \frac{\Omega}{\omega_p}} = \frac{1}{1 + j50 \frac{\Omega}{\omega_p}}$$

$$|H| = \frac{1}{\sqrt{1 + (50 \frac{\Omega}{\omega_p})^2}} \text{ et } A_y^B H = A_y^B \left(\frac{1}{1 + j50 \frac{\Omega}{\omega_p}} \right) = A_y^B \left(1 - j50 \frac{\Omega}{\omega_p} \right) = -\omega \text{ctg} \left(50 \frac{\Omega}{\omega_p} \right)$$

Pour la composante HF de pulsation $2\omega_p \approx \Omega$ on a $H \approx 0$

$$\text{Les tensions en entrée de filtres sont donc } V_1(t) = \frac{1}{2} k V_0 V_0 \cos(\Omega t + \theta_0 + A_y^B H)$$

$$\text{La pulsation est } \frac{1}{2} k V_0 V_0 |H| \text{ soit } \frac{1}{2} k V_0 V_0 \frac{1}{\sqrt{1 + (50 \frac{\Omega}{\omega_p})^2}}$$

$$\text{La phase est } \Omega t + \theta_0 + A_y^B H \text{ soit } \theta - \omega \text{ctg} \left(50 \frac{\Omega}{\omega_p} \right)$$

$$\text{L'erreur commise sur } \theta \text{ est donc } \Delta \theta = -\omega \text{ctg} \left(50 \frac{\Omega}{\omega_p} \right) \text{ soit } \Delta \theta = -\omega \text{ctg} \left(50 \frac{50}{1000} \right) \text{ d'où } \Delta \theta = -4^\circ$$

$$\Delta = 3000 \text{ le mm}^2 \text{ correspond à } F = 50 \text{ Hz (voir II.4.4')} : \Delta \theta = -\omega \text{ctg} \left(50 \cdot \frac{50}{1000} \right) \text{ d'où } \Delta \theta = -4^\circ$$

6) - Pour une amplification positive on a $V_p = \theta_0 + \frac{\pi}{2}$ on a $V_e = \frac{\pi}{2}$ donc $\Gamma_{\text{moy}} = \Gamma_{\text{max}} \sin V_e = \Gamma_{\text{max}}$

$$\text{Avec une erreur } \Delta \theta \text{ on a } V_e = \theta_0 + \frac{\pi}{2} + \Delta \theta \text{ on a } V_e = \frac{\pi}{2} + \Delta \theta \text{ donc } \Gamma_{\text{moy}} = \Gamma_{\text{max}} \sin V_e = \Gamma_{\text{max}} \cos \Delta \theta$$

$$\text{Le gain relative au signal est } \frac{\Gamma_{\text{moy}} - \Gamma_{\text{max}} \cos \Delta \theta}{\Gamma_{\text{moy}}} \text{ soit } \frac{1 - \cos \Delta \theta}{1} = 1 - \cos(4^\circ) = 0.0347 \approx 3\%$$

- Cette perte n'est pas négligeable (le courant $\Gamma_{\text{moy}} = f(V)$ est très plat autour de son maximum à $\frac{\pi}{2}$)

Rq: Si l'on a $\Delta \theta$ étant négative, elle permet de maintenir l'angle V_e dans l'intervalle $[0, \frac{\pi}{2}]$ donc d'éviter un mode de fonctionnement appelé « clipping ».

Partie IV

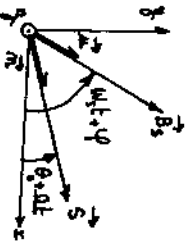
a) - Se place immergé par $\vec{B}_0$ à l'axe de rotation et on a

$$\vec{\phi} = \gamma \vec{B}_0 \cdot \vec{S} = \gamma (\vec{B}_0 \cdot \vec{S}) = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\alpha)$$

$$\phi = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\alpha) = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\theta_0 + \Omega t)$$

Après la libération de l'axe de rotation, la libération des axes est :

$$\phi = -\frac{d\phi}{dt} = -\gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \sin(\theta_0 + \Omega t) \left[\cos(\theta_0 + \Omega t) + (\theta_0 + \Omega t) \right]$$



b) - Se place équivalent au circuit ci-dessous.

$$L \frac{dI}{dt} + R I = e(t)$$

$$L \frac{dI}{dt} + R I = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \sin(\theta_0 + \Omega t) \cos(\theta_0 + \Omega t)$$

$$L \frac{dI}{dt} + R I = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \sin(2\theta_0 + 2\Omega t)$$

$$L \frac{dI}{dt} + R I = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \sin(2\theta_0 + 2\Omega t)$$

$$I_1(t) = I_1 \sin(\theta_0 + \Omega t) + I_2 \sin(\theta_0 + \Omega t)$$

$$I_1(t) = I_1 \sin(\theta_0 + \Omega t) + I_2 \sin(\theta_0 + \Omega t)$$

Équation différentielle devient donc en notation complexe :

$$L \frac{dI}{dt} + R I = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \sin(\theta_0 + \Omega t) \cos(\theta_0 + \Omega t)$$

On peut simplifier :

$$I_1 e = \frac{\gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \sin(\theta_0 + \Omega t)}{R + jL\Omega}$$

B) : On détermine I_1 et I_2 en supposant $(\theta_0 + \Omega t) > 0$. Supposons l'expression finale obtenue pour

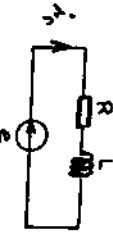
En module on obtient :

$$I_1 = \frac{\gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \sin(\theta_0 + \Omega t)}{\sqrt{R^2 + L^2 \Omega^2}}$$

En argument on obtient :

$$\phi = \arg \left[\frac{1}{R + jL\Omega} \right] = \arg \left[\frac{1}{R - jL\Omega} \right] \text{ donc}$$

$$\phi \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right] \text{ et } \phi = -\frac{L(\theta_0 + \Omega t)}{R}$$



c) - Se place possible en moment magnétique $\vec{M} = \gamma \vec{S} \cdot \vec{B}_0$

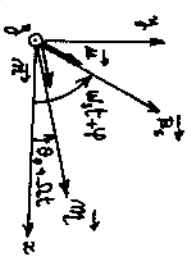
Se place magnétique $\vec{B}_0$ étant constante, la rotation de

$$\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$$

$$\vec{M} = \gamma \vec{S} \cdot \vec{B}_0 = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\theta_0 + \Omega t)$$

$$\vec{M} = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\theta_0 + \Omega t) \vec{e}_z$$

$$\vec{M}(t) = \vec{M}(0) \vec{e}_z \text{ avec } \vec{M}(0) = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\theta_0 + \Omega t)$$



d) - On a $(\theta_0 + \Omega t) > 0$ on a $(\theta_0 + \Omega t) > 0$

$$\vec{M} = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\theta_0 + \Omega t) \vec{e}_z$$

$$\vec{M} = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\theta_0 + \Omega t) \vec{e}_z$$

$$\vec{M} = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\theta_0 + \Omega t) \vec{e}_z$$

$$\vec{M} = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\theta_0 + \Omega t) \vec{e}_z$$

$$\vec{M} = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\theta_0 + \Omega t) \vec{e}_z$$

$$\vec{M} = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\theta_0 + \Omega t) \vec{e}_z$$

B) : On a finalement supposé en dérivant $(\Omega = 0)$ on a :

$$\vec{M} = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\theta_0 + \Omega t) \vec{e}_z$$

$$\vec{M} = \gamma \frac{1}{2} \hbar \gamma \cos(\theta_0 + \Omega t) \vec{e}_z$$