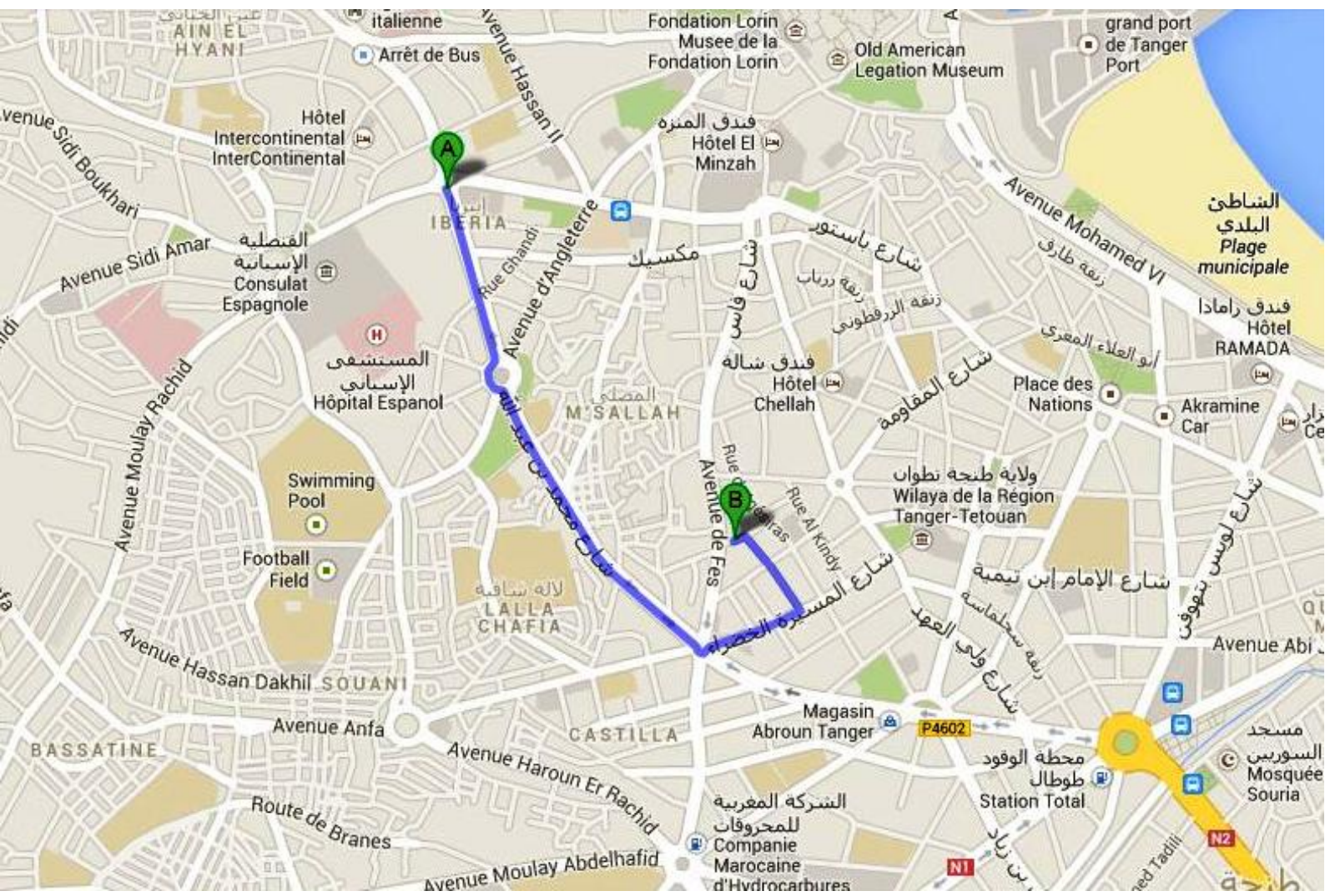




[www.al9ahira.wordpress.com](http://www.al9ahira.wordpress.com)





## Premier problème

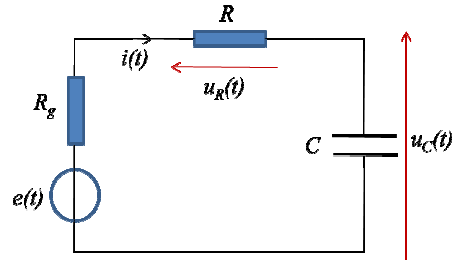
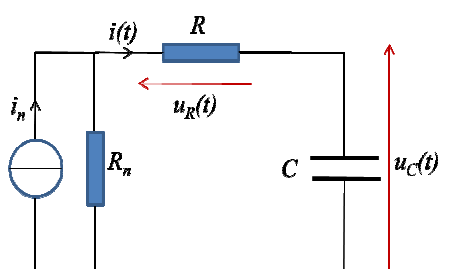
### Etude de quelques circuits de l'électronique analogique

#### 1<sup>ière</sup> partie

#### Etude de filtres passifs

#### 1.1. Modélisation linéaire d'un circuit

##### 1.1.1.

Model de Thévenin	Modèle de Norton équivalent
	<p>- Courant électromoteur :</p> $i_n(t) = \frac{e(t)}{R_g}$ <p>- Résistance interne :</p> $R_n = R_g$ 

1.1.2. Le condensateur c'est chargé par la *f.e.m*  $E$ . A  $t = 0^-$  le circuit est en équilibre électrostatique. Ainsi :

$$i(0^-) = 0, u_R(0^-) = Ri(0^-) = 0 \text{ et } u_C = E.$$

1.1.3. Pour  $t > 0$ , on a :  $u_C(t) + u_R(t) + u_{R_g}(t) = u_C(t) + (R + R_g)i(t) = 0$

$$\text{et } i(t) = C \frac{du_C(t)}{dt}.$$

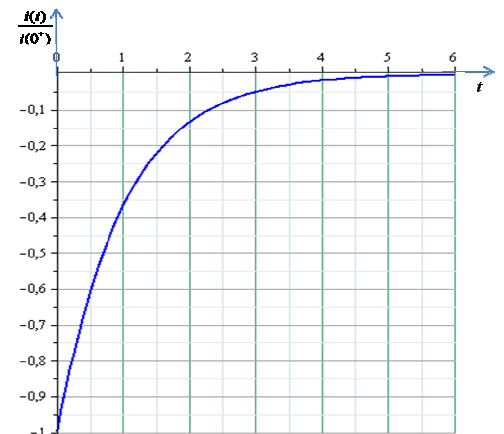
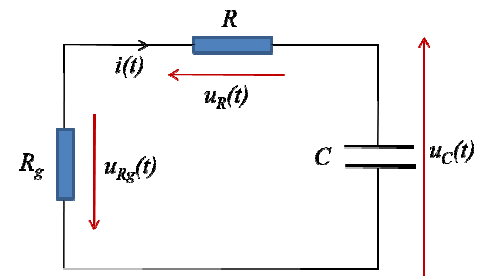
$$\text{D'où : } \frac{1}{(R + R_g)} \frac{du_C(t)}{dt} + \frac{di(t)}{dt} = 0. \text{ Soit : } \frac{di(t)}{dt} + \frac{i(t)}{\tau} = 0 \quad (1).$$

$$\text{Avec : } \tau = (R + R_g)C.$$

1.1.4.  $u_C(O^+) = u_C(O^-) = E = -(R + R_g)i(O^+)$ . D'où :

$$i(O^+) = -\frac{E}{(R + R_g)}.$$

1.1.5. (1) s'intègre :  $i(t) = i(O^+)e^{-t/\tau}$ . Soit :  $i(t) = -\frac{E}{(R + R_g)}e^{-t/\tau}$



##### 1.1.6.

1.1.6.1. L'impédance complexe du circuit est  $\underline{Z}(j\omega) = (R + R_g) + \frac{1}{jC\omega}$

de module  $Z(\omega) = |\underline{Z}(j\omega)| = \sqrt{(R + R_g)^2 + \frac{1}{C^2\omega^2}}$  minimal pour  $\omega \rightarrow \infty$ . L'impédance de charge

minimale du générateur est :  $Z_m = R + R_g$ . Le générateur peut être considéré comme idéal si  $Z_m \approx R$ .

Soit :  $R_g \ll R$ .

1.1.6.2.  $\underline{H}(j\omega) = \frac{\underline{Z}_C}{R + \underline{Z}_C} = \frac{1}{1 + jRC\omega}$ .  $|\underline{H}|(\omega) \xrightarrow{\omega \rightarrow \infty} 0$  et  $|\underline{H}|(0) = 1$  : Le filtre est un passe-bas. Le gain décibel du

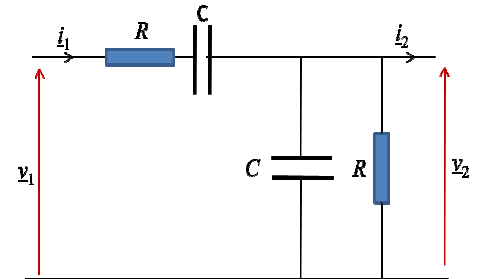
filtre est  $G_{dB}(\omega) = 20 \log(|\underline{H}|(\omega)) = -10 \log(1 + (RC)^2 \omega^2)$ . A la pulsation de coupure à -3dB

$$G_{dB}(\omega_c) = -10 \log(1 + (RC)^2 \omega_c^2) = -3dB \Rightarrow \frac{1}{1 + (RC)^2 \omega_c^2} = \frac{1}{2}. \text{ Soit : } \omega_c = \frac{1}{RC}$$

1.1.6.3. Le filtre est à caractère intégrateur dans le domaine de fréquence  $f \gg \frac{\omega_c}{2\pi}$  où  $\underline{H}(j\omega) \approx \frac{\omega_c}{j\omega}$ .

## 1.2. Etude d'un filtre du second ordre : filtre de Wien

$$\begin{aligned} 1.2.1. \quad \underline{H}(j\omega) &= \frac{\underline{Z}_1}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2} = \frac{1}{1 + \frac{\underline{Z}_2}{\underline{Z}_1}} = \frac{1}{1 + \left(R + \frac{1}{jC\omega}\right) \left(\frac{1}{R + jC\omega}\right)} \\ &= \frac{1}{3 + j \left(RC\omega - \frac{1}{RC\omega}\right)} \end{aligned}$$



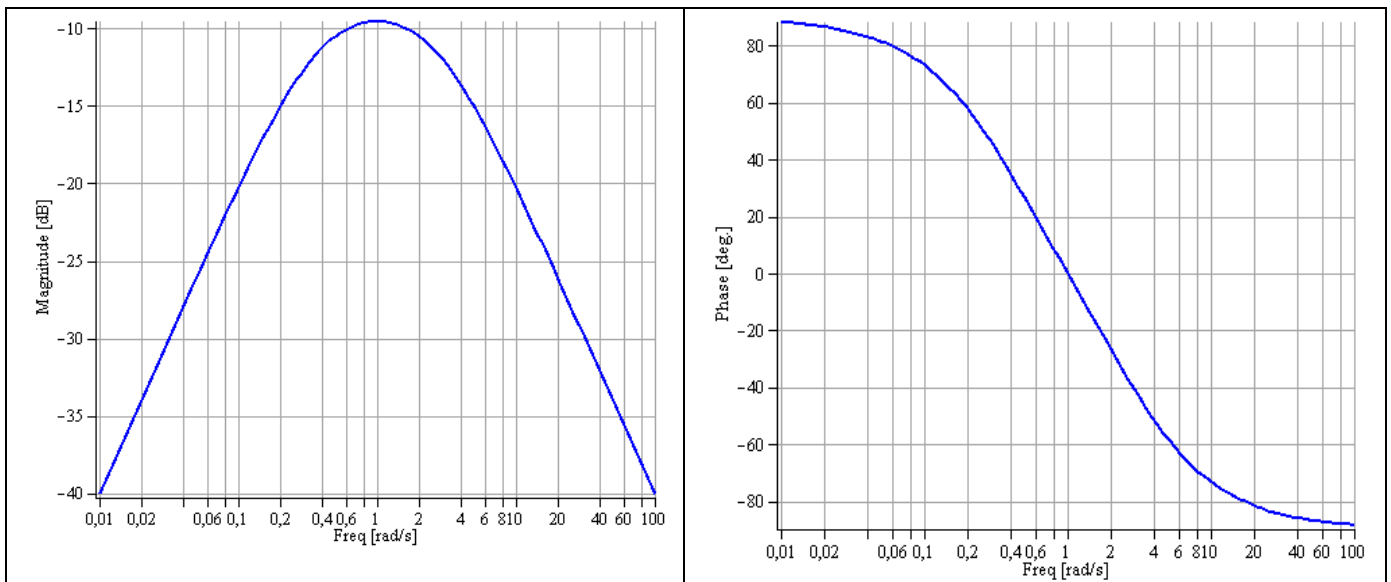
$$\text{Soit : } \underline{H}(j\omega) = \frac{1}{3 \left[ 1 + \frac{j}{3} \left(RC\omega - \frac{1}{RC\omega}\right) \right]} = \frac{H_{\max}}{1 + jQ \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)}$$

Amplification maximale :  $H_{\max} = 1/3$ . Pulsation propre  $\omega_0 = 1/(RC)$  et facteur de qualité :  $Q = 1/3$ .

$$1.2.2. \quad G_{dB}(\omega) = G_{dB\max} - 10 \log \left[ 1 + Q^2 \left( x - \frac{1}{x} \right)^2 \right]. \text{ Avec : } x = \frac{\omega}{\omega_0}.$$

-  $G_{dB}(1) = G_{dB\max} \approx -9,54$  et  $\varphi(0) = 0$ . Pour  $x \ll Q$  :  $G_{dB}(x) \sim 20 \log x$  et  $\varphi \sim -\frac{\pi}{2}$ ; et pour  $x \gg \frac{1}{Q}$  :

$$G_{dB}(x) = -20 \log x \text{ et } \varphi \sim \frac{\pi}{2}.$$



C'est un filtre passe-bande.

$$1.2.3. \text{ En régime sinusoïdal } \frac{v_2}{v_1} = \frac{jRC\omega}{1 + 3jRC\omega + (jRC\omega)^2} \Rightarrow v_2 + 3 \frac{j\omega v_2}{\omega_0} + \frac{(j\omega)^2 v_2}{\omega_0^2} = \frac{j\omega v_1}{\omega_0}.$$
 En régime

variable quelconque,  $v_2$  et  $v_1$  vérifient l'équation :  $\frac{d^2 v_2}{dt^2} + 3\omega_0 \frac{dv_2}{dt} + \omega_0^2 v_2 = \omega_0 \frac{dv_1}{dt}$  ( $a = 3$  et  $\omega_0 = 1/RC$ ).

## 2<sup>ème</sup> partie

### Etude d'un montage à base d'amplificateur opérationnel

#### 2.1. Modèle d'amplificateur opérationnel idéal

2.1.1. Caractéristique statique d'un ampli op idéal :

2.1.2. – Domaine de saturation :  $\varepsilon \neq 0$

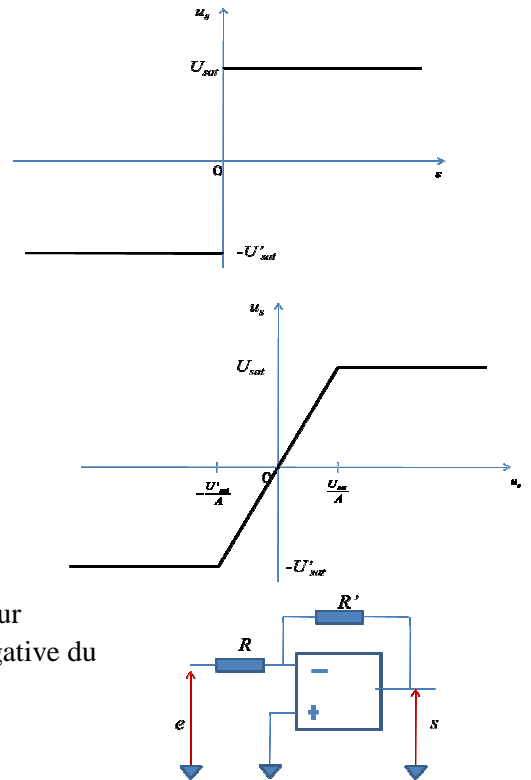
– Domaine linéaire :  $\varepsilon = 0$

2.1.3. Résistance d'entrée infinie.

$$2.1.4. \quad u_s = \frac{R_1 + R_2}{R_1} u_e = A u_e, A = 1 + \frac{R_2}{R_1}$$

2.1.5. Il n'y a pas de saturation tant que :  $-\frac{U'_{sat}}{A} < u_e < \frac{U_{sat}}{A}$

2.1.6. (courbe si contre)



#### 2.2. Limites au fonctionnement de l'ampli op idéal

2.2.1. On peut, par exemple, à l'aide d'un montage amplificateur inverseur, mesurer les tensions d'écrtage positive et négative du signal de sortie  $s$  pour un signal d'entrée  $e$  sinusoïdal.

2.2.2. On aura saturation en courant si  $R_u < \frac{U_0}{i_{s,max}}$ . On choisit donc

$$R_u > \frac{U_0}{i_{s,max}} = 50\Omega$$

2.2.3. Pour rester dans le domaine linéaire on doit avoir  $\left| \frac{du_s}{dt} \right|_{max} = \omega U_0 < \sigma$ . Soit :

$$\omega < \omega_1 = \frac{U_0}{\sigma} = 10^6 \text{ rad.s}^{-1}.$$

Le signal de sortie se "triangularise". Pour un signal d'entrée rectangulaire de pulsation  $\omega > \omega_1$ ,  $\sigma$  est la pente de montée du signal de sortie.

#### 2.3. Influence de quelques défauts de l'amplificateur opérationnel réel

2.3.1.

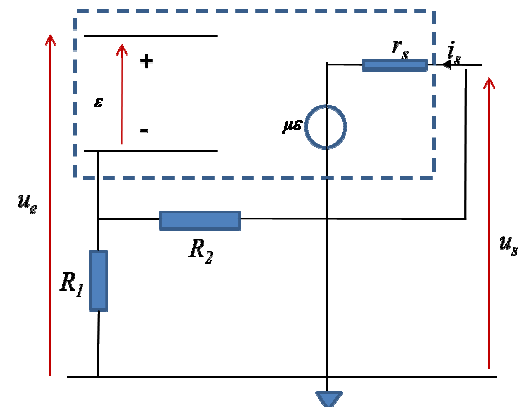
	$r_d$ (M $\Omega$ )	$r_s$ ( $\Omega$ )	$\mu$
LM 741	$210^6$	75	$210^4$ à $10^5$
TL 081	$10^{12}$	50	$210^5$

$$2.3.2. \quad R_s = \frac{u_s}{i_s} \Big|_{u_e=0}. \text{ Or : } i_s = \frac{u_s}{R_1 + R_2} + \frac{u_s - \mu \varepsilon}{r_s}$$

$$\text{et } u_s = \frac{R_1 + R_2}{R_1} v^- = -\frac{R_1 + R_2}{R_1} \varepsilon.$$

$$\begin{aligned} \text{D'où : } i_s &= \frac{u_s}{R_1 + R_2} + \left( 1 + \mu \frac{R_1}{R_1 + R_2} \right) \frac{u_s}{r_s} \\ &= [r_s + (1 + \mu)R_1 + R_2] \frac{u_s}{(R_1 + R_2)r_s} \end{aligned}$$

$$\text{Soit : } R_s = \frac{(R_1 + R_2)r_s}{[r_s + (1 + \mu)R_1 + R_2]}$$



### 2.3.3.

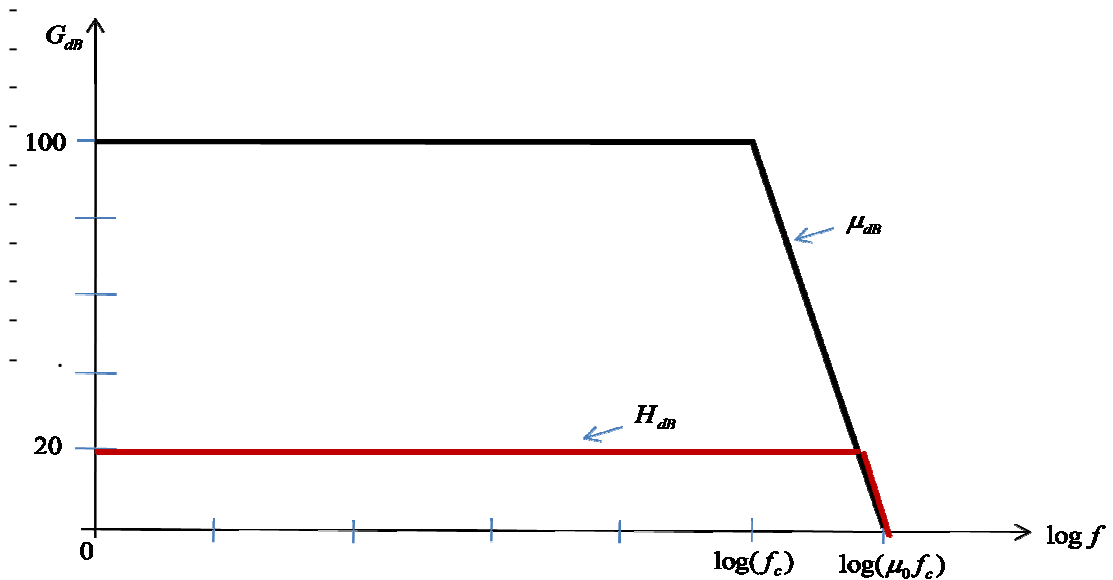
#### 2.3.3.1. Model à bande passante limitée.

$$2.3.3.2. \underline{u}_e = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \underline{u}_s + \underline{\varepsilon} = \left( \frac{R_1}{R_1 + R_2} + \frac{1}{\mu} \right) \underline{u}_s \Rightarrow \underline{H}(f) = \frac{\underline{u}_s}{\underline{u}_e} = \frac{1}{\frac{1}{A} + \frac{1}{\mu_0} \left( 1 + j \frac{f}{f_c} \right)} = \frac{H_0}{1 + j \frac{f}{f_0}}$$

$$\text{Avec : } A = \frac{R_1 + R_2}{R_1}, H_0 = \frac{\mu_0 A}{\mu_0 + A} \text{ et } f_0 = \frac{\mu_0 f_c}{H_0} = \mu_0 f_c \left( \frac{1}{A} + \frac{1}{\mu_0} \right).$$

2.3.3.3.  $A = 11 \ll \mu_0$ ,  $H_0 \approx A = 11$  et  $f_0 = \frac{\mu_0}{H_0} f_c \approx 0,1 \text{ MHz}$ . ( $H_0 f_0 = \mu_0 f_c$  : conservation du produit gain-bande passante).

- Pour  $f \ll f_0$   $H_{dB} \approx 20 \log H_0 \approx 20$ .
- Pour  $f \gg f_0$   $H_{dB} \approx 20 \log H_0 - 20 \log \left( \frac{f}{f_0} \right) = 20 \log (H_0 f_0) - 20 \log (f)$ .
- Pour  $f \ll f_c$   $\mu_{dB} \approx 20 \log \mu_0 \approx 100$
- Pour  $f \gg f_c$   $\mu_{dB} \approx 20 \log \mu_0 - 20 \log \left( \frac{f}{f_c} \right) = 20 \log (\mu_0 f_c) - 20 \log (f)$



Dans le domaine linéaire, on observe des limitations en fréquence dues au comportement passe-bas de l'amplificateur opérationnel (chute de tension et déphasage, par rapport à l'entrée, en hautes fréquences).

## 3<sup>ème</sup> partie

### Etude d'un montage oscillateur

3.1. L'équation (1) suppose  $i_2 = 0$ . C'est le cas car L'AO est supposé idéal ( $i^+ = 0$ ). On peut donc utiliser (1) en remplaçant  $v_1$  par  $u_s$  et  $v_2$  par  $u_e$ . On obtient :  $\frac{d^2 u_e}{dt^2} + 3\omega_0 \frac{du_e}{dt} + \omega_0^2 u_e = \omega_0 \frac{du_s}{dt}$ .

3.2. On a  $u_s = A u_e$ , donc :  $\frac{d^2 u_s}{dt^2} + 3\omega_0 \frac{du_s}{dt} + \omega_0^2 u_s = \omega_0 A \frac{du_s}{dt}$ . Soit :  $\frac{d^2 u_s}{dt^2} + 2m\omega_0 \frac{du_s}{dt} + \omega_0^2 u_s = 0$  (2).  $m = \frac{3-A}{2}$ .

Cette relation suppose  $i^- = 0$ .

3.3. la solution de (2) est sinusoïdale (oscillateur sinusoïdal) ou exponentielle (entre les deux états  $U_{sat}$  et  $-U_{sat}$ ).

3.4. Pour  $A = 3 = A_0, m = 0$ . (2) devient  $\frac{d^2 u_s}{dt^2} + \omega_0^2 u_s = 0$  de solution sinusoïdale  $u_s(t) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi)$  de

fréquence  $f = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi RC}$ .

3.5. Pour entretenir les oscillations, il faut prendre  $A > A_0$ .

3.6. L'amplitude des oscillations est fixée par les tensions de saturation.

## **Deuxième problème**

### **Polarisation de la lumière**

#### **I<sup>ère</sup> partie**

#### **Etats de polarisation d'une onde électromagnétique**

##### **1.1. Généralités sur la polarisation des ondes lumineuses**

- 1.1.1. La direction et la norme du champ électrique varient rapidement et aléatoirement un très grand nombre de fois pendant la durée de réponse des récepteurs optiques (Durée des trains d'ordre  $10^{-9}$  s, temps de réponse d'ordre 0,1 à  $10^{-6}$  s). La lumière naturelle n'est pas polarisée.
- 1.1.2. Il existe des sources laser (He-Ne) polarisées rectilignement.
- 1.1.3. Directivité du rayonnement des antennes, biréfringence des cristaux anisotropes (dédoublage du faisceau traversant un spath d'Islande), pouvoir rotatoire des substances chirales, dichroïsme des polaroïds....

##### **1.2. Etats de polarisation des ondes électromagnétiques**

- 1.2.1. On a  $E_x = E_{0x} \cos \alpha$  et  $E_y = E_{0y} \cos(\alpha + \varphi) = E_{0y} \cos \alpha \cos \varphi - E_{0y} \sin \alpha \sin \varphi$ .  $\alpha = \omega t - kz$ .

$$\text{D'où : } \frac{E_x^2}{E_{0x}^2} \sin^2 \varphi + \left( \frac{E_y}{E_{0y}} - \frac{E_x}{E_{0x}} \cos \varphi \right)^2 = \sin^2 \varphi \Rightarrow \frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{0x}} \frac{E_y}{E_{0y}} \cos \varphi = \sin^2 \varphi.$$

Dans le cas général, l'onde est polarisée elliptiquement.

- 1.2.2. L'onde polarisée circulairement si  $E_{0x} = E_{0y}$  et  $\cos \varphi = \pm 1$  ( $\varphi = \pm \pi/2$ ).

$$\vec{k} \cdot \left( \vec{E} \times \frac{d\vec{E}}{dt} \right) = -\omega E_{0x} E_{0y} \vec{k} \begin{vmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ \cos(\alpha + \varphi) & \sin(\alpha + \varphi) \\ 0 & 0 \end{vmatrix} = -\omega E_{0x} E_{0y} k \sin \varphi. \text{ Pour } \varphi = \frac{\pi}{2}, \vec{k} \cdot \left( \vec{E} \times \frac{d\vec{E}}{dt} \right) < 0 :$$

l'onde est circulaire droite. Pour  $\varphi = -\frac{\pi}{2}, \vec{k} \cdot \left( \vec{E} \times \frac{d\vec{E}}{dt} \right) > 0$  : l'onde est circulaire gauche.

- 1.2.3. L'onde est polarisée rectilignement si :

i)  $E_{0y} = 0$  : onde polarisée suivant  $\vec{u}_y$  ii)  $E_{0x} = 0$  : polarisation suivant  $\vec{u}_x$ . iii)  $\varphi = 0$  ou  $\pi$ .

1.2.4.1. après le polariseur  $\vec{E}_p = E_{px} \vec{u}_x$ .

1.2.4.2. Après l'analyseur  $\vec{E}_A = E_{px} \cos(\theta) \vec{u}_A$ .

1.2.4.3.  $\Phi_p = K \langle E_p^2 \rangle$ .  $\Phi_A = K \langle E_A^2 \rangle = K \langle E_p^2 \rangle \cos^2(\theta)$ . Soit :  $\Phi_A = \Phi_p \cos^2(\theta)$  : Loi de Malus.

## 2<sup>ème</sup> Partie

### Interférences en lumière polarisée

#### 2.1. Action d'une lame à retard sur une lumière polarisée

2.1.1. D'après l'équation de Maxwell-Faraday La composante tangentielle du champ électrique est continue au passage. L'onde incidente est plane. Le champ électrique est dans le plan normal à la direction de propagation. En incidence normale,  $\vec{E}$  est donc parallèle à l'interface air-lame et sera donc continu au passage.

2.1.1.1. Pour  $0 < z < e$ ,  $\vec{E}(M, t) = E_0 \cos(\omega t - k(OM)) \vec{u}_x = E_0 \cos(\omega t - kn_x z) \vec{u}_x$

2.1.1.2. Pour  $z > e$ ,  $\vec{E}(M, t) = E_0 \cos(\omega t - k(OM)) \vec{u}_x = E_0 \cos(\omega t - kn_x e - k(z - e)) \vec{u}_x$

2.1.2. Pour  $0 < z < e$ ,  $\vec{E}(z, t) = E_0 \cos(\omega t - n_y k z) \vec{u}_y$ . Pour  $z > e$ ,  $\vec{E}(z, t) = E_0 \cos(\omega t - kn_y e - k(z - e)) \vec{u}_y$

2.1.3. Onde polarisée dans le plan xOy

2.1.3.1.  $\vec{E}(z, t) = E_0 \cos(\alpha) \cos(\omega t - kn_x e - k(z - e)) \vec{u}_x + E_0 \sin(\alpha) \cos(\omega t - kn_y e - k(z - e)) \vec{u}_y$

2.1.3.2.  $\varphi = \varphi_{E_x}(t, z) - \varphi_{E_y}(t, z) = (\omega t - kn_x e - k(z - e)) - (\omega t - kn_y e - k(z - e)) = k(n_y - n_x)e$ .

$$\text{Soit : } \varphi = \frac{2\pi(n_y - n_x)e}{\lambda}.$$

#### 2.2. Lame à retard entre deux polariseurs

2.2.1.  $\vec{E}_A = (\vec{E} \cdot \vec{u}_A) \vec{u}_A$ .

Soit :  $\vec{E}_A = E_0 (\cos(\alpha) \cos(\beta) \cos(\omega t) + \sin(\alpha) \sin(\beta) \cos(\omega t - \varphi)) (\cos(\beta) \vec{u}_x + \sin(\beta) \vec{u}_y)$

2.2.2.  $I = K' \vec{E}_A \cdot \vec{E}_A^*$ .  $\vec{E}_A = E_0 e^{j(\omega t - j\varphi/2)} (\cos(\alpha) \cos(\beta) e^{j\varphi/2} + \sin(\alpha) \sin(\beta) e^{-j\varphi/2}) \vec{u}_A$ . Donc :

$$\begin{aligned} I &= K' \vec{E}_A \cdot \vec{E}_A^* = E_0^2 (\cos^2(\alpha) \cos^2(\beta) + \sin^2(\alpha) \sin^2(\beta) + 2 \cos(\alpha) \cos(\beta) \sin(\alpha) \sin(\beta) \cos(\varphi)) \\ &= K' E_0^2 (\cos^2(\alpha) \cos^2(\beta) + \sin^2(\alpha) \sin^2(\beta) + 2 \cos(\alpha) \cos(\beta) \sin(\alpha) \sin(\beta) (2 \cos^2(\varphi/2) - 1)) \\ &= K' E_0^2 ((\cos(\alpha) \cos(\beta) - \sin(\alpha) \sin(\beta))^2 + 4 \cos(\alpha) \cos(\beta) \sin(\alpha) \sin(\beta) \cos^2(\varphi/2)) \\ &= K' E_0^2 ((\cos(\alpha + \beta))^2 + \sin(2\alpha) \sin(2\beta) \cos^2(\varphi/2)) \end{aligned}$$

Soit :  $I = I_0 \left( \cos^2(\alpha + \beta) + \sin(2\alpha) \sin(2\beta) \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right)$  (4) ; où  $I_0 = K' E_0^2$  est l'intensité transmise par le polariseur.

2.2.3. D'après (4),  $I_{\alpha=0} = I_0 \cos^2(\beta)$  : l'onde transmise par la lame est  $\vec{E}(\alpha=0) = E_0 \cos(\omega t) \vec{u}_x$  forme un angle  $\beta$  avec l'axe passant de l'analyseur, d'où d'après la loi de Malus :  $I_{\alpha=0} = I_0 \cos^2(\beta)$ .

$I_{\alpha=\pi/2} = I_0 \sin^2(\beta)$  : l'onde transmise par la lame est  $\vec{E}_{\alpha=\pi/2} = E_0 \cos(\omega t) \vec{u}_y$  forme avec l'axe passant de l'analyseur un angle  $(\vec{u}_A, \vec{E}) = \frac{\pi}{2} - \beta$  d'où d'après la loi de Malus :  $I_{\alpha=\pi/2} = I_0 \sin^2(\beta)$ .

Remarque : On peut, en tournant la lame entre deux polariseurs croisés, déterminer les directions de ses axes neutres pour les quels l'intensité transmise est nulle (extinction).

2.2.4.  $\alpha = \frac{\pi}{4}$ .  $I = I_0 \left( \cos^2\left(\frac{\pi}{4} + \beta\right) + \sin(2\beta) \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right) = \frac{I_0}{2} \left( (\cos \beta - \sin \beta)^2 + 2 \sin(2\beta) \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right)$

$$= \frac{I_0}{2} \left( 1 - \sin(2\beta) + 2 \sin(2\beta) \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right). \text{ Soit : } I_{\alpha=\pi/4} = \frac{I_0}{2} (1 + \sin(2\beta) \cos(\varphi)).$$

2.2.5. On observe sur l'écran un blanc d'ordre supérieur.

## 2.2.6. Spectre cannelé

2.2.6.1.  $I_{\alpha=\beta=\pi/4}(\lambda) = \frac{I_0}{2}(1 + \cos(\varphi(\lambda)))$ . Pour les radiations du spectre visible de longueur d'onde  $\lambda_m$ , telle que  $\varphi_m = \varphi(\lambda_m) = (2m+1)\pi$ , avec m entier, l'intensité transmise par l'analyseur est nulle. Ces radiations seront alors absentes dans le spectre de la lumière transmise.

2.2.6.2. **Application numérique** :  $\varphi(\lambda_m) = \frac{2\pi e\Delta n}{\lambda_m} = (2m+1)\pi \Rightarrow \lambda_m = \frac{2e\Delta n}{(2m+1)} = \frac{5}{(2m+1)}(\mu m)$

$\lambda_m(\mu m)$	0,45	0,56	0,71
--------------------	------	------	------

## 2.3. Dispositif à deux lames

2.3.1. Après la première lame :  $\vec{E}_{L_1} = \frac{\sqrt{2}E_0}{2} [\cos(\omega t)\vec{u}_x + \cos(\omega t - \varphi)\vec{u}_y]$ .

Après  $P_1$  :  $\vec{E}_{P_1} = (\vec{E}_{L_1} \cdot \vec{u})\vec{u} = \frac{E_0}{2} [\cos(\omega t) + \cos(\omega t - \varphi)] \frac{\sqrt{2}}{2} (\vec{u}_x + \vec{u}_y)$ .

2.3.2. Après la deuxième lame :

$\vec{E}_{L_2} = \frac{\sqrt{2}E_0}{4} [(\cos(\omega t) + \cos(\omega t - \varphi))\vec{u}_x + (\cos(\omega t - 2\varphi) + \cos(\omega t - 3\varphi))\vec{u}_y]$ .

Après  $P_2$  :  $\vec{E}_{P_2} = \frac{E_0}{4} [\cos(\omega t) + \cos(\omega t - \varphi) + \cos(\omega t - 2\varphi) + \cos(\omega t - 3\varphi)] \frac{\sqrt{2}}{2} (\vec{u}_x + \vec{u}_y)$ .

En notation complexe :

$$\vec{E}_{P_2} = \frac{E_0}{4} e^{j\omega t} [1 + e^{-j\varphi} + e^{-2j\varphi} + e^{-3j\varphi}] \frac{\sqrt{2}}{2} (\vec{u}_x + \vec{u}_y) = \frac{E_0}{4} \frac{(1 - e^{-4j\varphi})}{(1 - e^{-j\varphi})} \times \frac{\sqrt{2}}{2} (\vec{u}_x + \vec{u}_y) e^{j\omega t}$$

$$\text{Soit : } \vec{E}_{P_2} = \frac{E_0}{4} \times \frac{\sin(2\varphi)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \times \frac{\sqrt{2}}{2} (\vec{u}_x + \vec{u}_y) e^{j(\omega t - 3\varphi/2)}$$

2.3.3. L'intensité transmise à la sortie du polariseur  $P_2$  est :

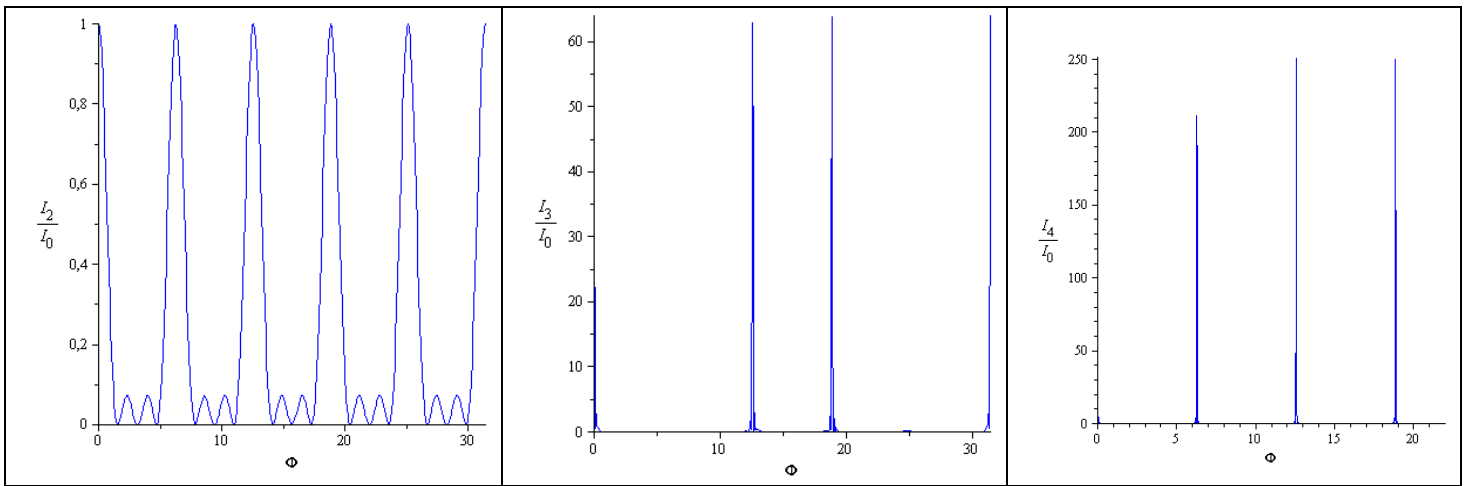
$$I_2 = K' \langle \vec{E}_{P_2} \cdot \vec{E}_{P_2}^* \rangle = \frac{K' E_0^2}{16} \times \left[ \frac{\sin(2\varphi)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \right]^2 = \frac{I_0}{(2^2)^2} \times \left[ \frac{\sin\left(2^2 \times \frac{\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \right]^2$$

## 2.4. Etude d'un système à N lames.

2.4.1. Relation vérifiée, mais avec l'expression :  $I_N = \frac{I_0}{(2^N)^2} \times \left[ \frac{\sin\left(2^N \times \frac{\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \right]^2$

2.4.2. Représentation graphique :





Pour  $N > 2$ , les maxima secondaires de  $I_N$  deviennent pratiquement invisibles : Sauf certaines radiations correspondant aux pics d'intensité sont donc transmises par le dispositif.

2.4.3. Les maxima d'intensité correspondent à  $\varphi_m = 2m\pi = \frac{2\pi e\Delta n}{\lambda_m}$ , avec  $m$  entier. Soit :  $\lambda_m = \frac{e\Delta n}{m}$ .

$m$	3	4	5	6	7
$\lambda_m(\mu m)$	0,83	0,625	0,50	0,417	0,357
couleur	IR	Rouge	vert	violet	UV

Le dispositif peut servir de filtre de raies (filtre de Lyot).

*La Librairie Papeterie Le Caire a maintenu, depuis son origine, comme principal objectif l'entière satisfaction de l'étudiant en lui présentant l'un des plus larges choix de livres universitaires.*

*Ainsi, après de nombreuses années d'adaptation continue à la demande de l'étudiant et dans le but d'amélioration constante, nous avons créé ce site pour vous atteindre plus rapidement, en maintenant les niveaux de qualité qui nous caractérisent.*

*La Librairie Papeterie Le Caire se propose également, à travers ce site, de contribuer, dans la mesure du possible, à fournir toute l'information recherchée par l'étudiant et de participer à sa réussite académique.*

*Adresse de contact*

*pour les étudiants désireux d'acquérir des livres de prépas :*

*7, rue Égypte*

*Tél : 0539 – 34 33 20*

*Tanger, Maroc*

*[www.al9ahira.wordpress.com](http://www.al9ahira.wordpress.com)*