

A.1.a

$$\tau(M) = \frac{|SM|}{c}$$

A.1.b

$$\omega_m = 2\pi\nu_m \quad \lambda_m = \frac{c}{\nu_m}$$

$$\omega_m = \frac{2\pi c}{\lambda_m}$$

$$\omega_m = 3 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$$

A.1.c

$$\phi_{P \rightarrow M} = \frac{2\pi(PM)}{\lambda_0}$$

A.2.a Une surface d'onde est une surface équi-phase. Ici, c'est une surface telle que $(SM) = \text{cte}$. Si $n = \text{cte}$, $(SM) = \text{cte} \Rightarrow \underline{SM = \text{cte}}$: c'est une sphère. Le théorème de Malus affirme que les rayons lumineux sont orthogonaux aux surfaces d'onde. A.2.b : source ponctuelle placée dans le plan focal d'un lentille.

B.1.a

$$E(M) = E_1(M) + E_2(M) + 2\sqrt{E_1(M) \cdot E_2(M)} \cdot \langle \cos(\omega_2 - \omega_1)t - \phi_{2/1}(M, t) \rangle$$

B.1.b

Il faut : $\omega_1 = \omega_2$ et $\phi_{2/1}(M, t) = \phi_{2/1}(M)$

Si $\omega_1 \neq \omega_2$: $E(M) = E_1(M) + E_2(M)$: pas d'interférence. Eclairement uniforme autour de M.

B.1.c

NON

B.2.a

$$\phi_{2/1}(M, t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} ((S_2M) - (S_1M)) + \phi_{S_2}(t) - \phi_{S_1}(t)$$

$$\phi_{2/1}(M, t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot S_{2/1}(M) + \phi_{S_2}(t) - \phi_{S_1}(t)$$

$\phi_{2/1}(M, t)$ dépend de t car ϕ_{S_2} et ϕ_{S_1} dépendent de t

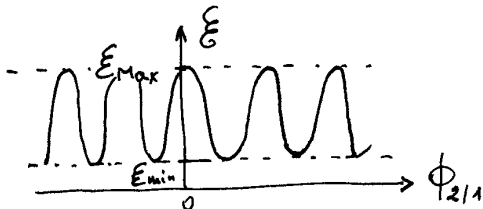
B.2.b

Non : il faut qu'elles soient en phase corrélées : $\phi_{S_2}(t) - \phi_{S_1}(t) = \text{cte}$
Elles sont alors cohérentes (entre elles)

B.3

$$E(M) = E_1 + E_2 + 2\sqrt{E_1 \cdot E_2} \cos(\phi_{2/1}(M))$$

$$E_{\max} = (\sqrt{E_1} + \sqrt{E_2})^2 \quad E_{\min} = (\sqrt{E_1} - \sqrt{E_2})^2$$



$$C = \frac{2\sqrt{E_1 E_2}}{E_1 + E_2}$$

$$C = 1 \text{ pour } E_1 = E_2$$

on a alors $E_{\min} = 0$.

C.1.a S_1 et S_2 sont réalisées à partir de S_0 , par division du front d'onde ou par division d'amplitude.

$$\boxed{E(M) = 2 E_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \delta_{2/1}(M)\right) \right)}$$

C.1.b

$$\boxed{\delta_{2/1}(M) \# \frac{b \cdot x}{D}}$$

$$\boxed{E(x) = 2 E_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{b \cdot x}{D}\right) \right)}$$

On observe des franges rectilignes.

C.1.c

$$p(M) = \frac{\delta_{2/1}(M)}{\lambda_0} = \frac{b \cdot x}{\lambda_0 D}$$

* si $p(M) = \text{entier}$ alors $\cos(p_{2/1}(M)) = 1$
 $\Rightarrow$ frange brillante en M
 * si $p(M) = \text{entier} + \frac{1}{2}$ alors $\cos(p_{2/1}(M)) = -1$
 $\Rightarrow$ frange sombre en M.

C.1.d

L'interfrange est la distance entre 2 franges brillantes consécutives.

$$\Delta p = 1 \Rightarrow \Delta x = \boxed{i = \frac{\lambda_0 D}{b}}$$

C.2.a

$$\overrightarrow{S_1 M}^2 = (\overrightarrow{S_1 C} + \overrightarrow{CM})^2 = \left(\frac{b}{2}\right)^2 + CM^2 - b \cdot CM \cos \theta$$

$$\overrightarrow{S_2 M}^2 = \left(\frac{b}{2}\right)^2 + CM^2 + b \cdot CM \cdot \cos \theta$$

$$(S_2 M) - (S_1 M) \# CM \left(\sqrt{1 + \frac{b}{CM} \cos \theta} - \sqrt{1 - \frac{b}{CM} \cos \theta} \right)$$

$$\# CM \left(1 + \frac{b \cdot \cos \theta}{2CM} - \left(1 - \frac{b \cdot \cos \theta}{2CM} \right) \right)$$

$$\boxed{\delta_{2/1}(M) \# b \cdot \cos \theta}$$

C.2.b

$$\boxed{E(M) = 2 E_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot b \cdot \cos \theta\right) \right)}$$

ou encore

$$\boxed{E(M) = 2 E_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{b \cdot D}{(D^2 + p^2)^{1/2}}\right) \right)}$$

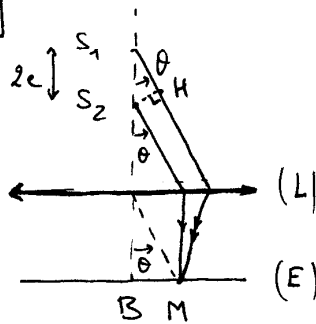
C.2.c

Les franges sont des anneaux car $E(M)$ ne dépend que de p centrés en B

$$p \searrow \text{à partir du centre car } p = \frac{b \cdot D}{\lambda_0 (D^2 + p^2)^{1/2}}$$

D.1.a. $S_1 \begin{vmatrix} 0 \\ L_s + 2L_0 + 2e \end{vmatrix} \quad S_2 \begin{vmatrix} 0 \\ L_s + 2L_0 \end{vmatrix} \quad \boxed{S_1 S_2 = 2e}$

D.1.b. $\boxed{\delta_{1/2} = 2e \cdot \cos\theta}$



$\delta_{1/2}(M) = S_1 H = 2e \cdot \cos\theta$

$\boxed{\delta_{12}(M) \neq 2e \left(1 - \frac{p^2}{2f'^2} \right)}$

D.2.a. $\boxed{E(p) = 2E_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot 2e \left(1 - \frac{p^2}{2f'^2} \right) \right)}$

$\boxed{\Delta = \delta(\theta) = 2e}$

$E(p)$ ne dépend que de p : on observe donc des anneaux centrés sur B.

D.2.b. $\boxed{p_0 = \frac{2e}{\lambda_0}}$ $p_k = p_0 - k \Rightarrow \frac{2e}{\lambda_0} \left(1 - \frac{p_k^2}{2f'^2} \right) = \frac{2e}{\lambda_0} - k$

D.2.c. $\Rightarrow \frac{e}{\lambda_0} \cdot \frac{p_k^2}{f'^2} = k$ $\boxed{p_k = f' \sqrt{\frac{\lambda_0}{e} \cdot k}}$

$p_1 = f' \sqrt{\frac{\lambda_0}{e}} \Rightarrow \boxed{p_k = p_1 \cdot \sqrt{k}}$

D.2.d. $e=0 \quad E=2E_0 \quad \forall p$: écran unif. éclairé (teinte plate)

si $e \nearrow$: $p_0 \nearrow$: les anneaux "sortent" du centre

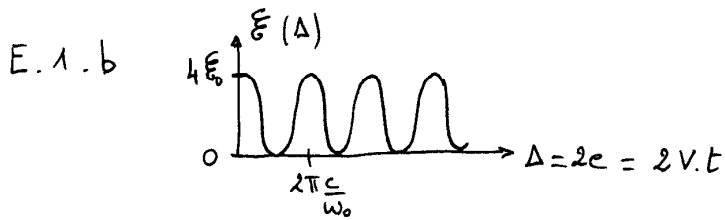
$p_k \searrow$: on voit un nbre croissant d'anneaux.

D.2.e. $2(n_{\text{lame}} - 1)e_{\text{lame}} = 16\lambda_0 \quad \underline{n_{\text{lame}} = 1,5}$

D.3 * Avec une source ponctuelle, la lentille est inutile car les interférences sont non localisées. (on peut placer l'écran où l'on veut)

* Avec une source étendue (incohérente), les interférences sont localisées à l'infini, il est alors indispensable de placer l'écran dans le plan focal d'une lentille.

E.1.a $\mathcal{E}(\Delta) = 2\mathcal{E}_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi \cdot \Delta}{\lambda_0} \right) = 2\mathcal{E}_0 \left(1 + \cos \frac{\omega_0}{c} \cdot \Delta \right)$



L'intensité lumineuse passe périodiquement de $4\mathcal{E}_0$ à 0
 $\Rightarrow$ scintillement de fréquence γ tel que

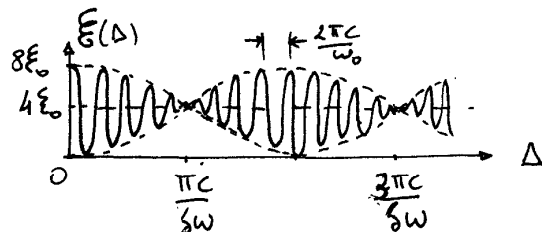
$$\frac{2V}{\gamma} = \frac{2\pi c}{\omega_0} \Rightarrow \boxed{\gamma = \frac{\omega_0}{\pi c} \cdot V}$$

E.2.a $\mathcal{E}(\Delta) = 2\mathcal{E}_0 \left(1 + \cos \frac{\omega_1}{c} \Delta \right) + 2\mathcal{E}_0 \left(1 + \cos \frac{\omega_2}{c} \Delta \right)$

$$\boxed{\mathcal{E}(\Delta) = 4\mathcal{E}_0 \left(1 + \cos\left(\frac{\delta\omega}{2c} \Delta\right) \cdot \cos\left(\frac{\omega_0}{c} \Delta\right) \right)}$$

$$\gamma(\Delta) = \cos\left(\frac{\delta\omega}{2c} \Delta\right)$$

E.2.b $\boxed{\mathcal{E}(\Delta) = \left| \cos\left(\frac{\delta\omega}{2c} \Delta\right) \right|}$



E.2.c 1000 scintillements entre
 2 brouillages $\Rightarrow$

$$\frac{2\pi c}{\delta\omega} = 1000 \cdot \frac{2\pi c}{\omega_0}$$

$$\delta\omega = \frac{\omega_0}{1000} \quad \frac{\delta\omega}{\omega_0} = 10^{-3}$$

or $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} \quad \lambda \cdot \omega = \text{cte} \Rightarrow \frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\delta\omega}{\omega_0}$

$$\boxed{\delta\lambda = 10^{-3} \lambda_0}$$

$$\delta\lambda = 0,6 \text{ nm}$$

entre 2 brouillages Δ varie de $\frac{2\pi c}{\delta\omega}$ donc e varie de $\frac{\pi c}{\delta\omega}$

$$\boxed{\delta e = \frac{\lambda_0^2}{2 \cdot \delta\lambda}}$$

$$\delta e = 0,3 \text{ mm}$$

E.3.a $\mathcal{E}(\Delta) = \int_{\omega_0 - \frac{\delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\delta\omega}{2}} \frac{2\mathcal{E}_0}{\delta\omega} \left(1 + \cos \frac{\omega}{c} \Delta \right) d\omega = \frac{2\mathcal{E}_0}{\delta\omega} \left(\delta\omega + \left[\frac{c}{\Delta} \cdot \sin \frac{\Delta}{c} \omega \right]_{\omega_0 - \frac{\delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\delta\omega}{2}} \right)$

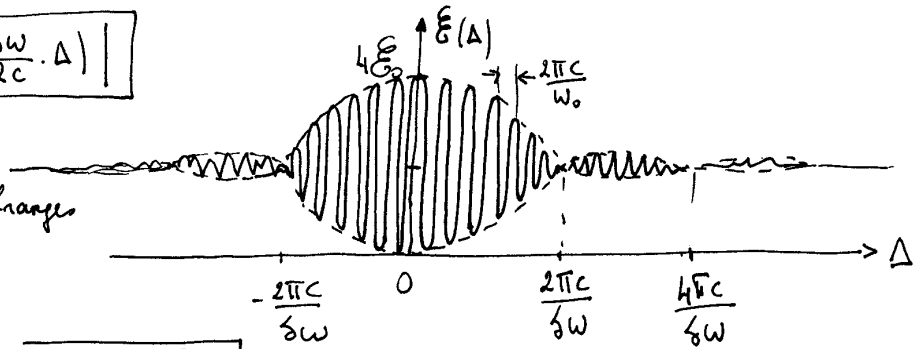
$$\mathcal{E}(\Delta) = 2\mathcal{E}_0 \left(1 + \frac{c}{\Delta \cdot \delta\omega} \left(\sin \frac{\Delta}{c} \left(\omega_0 + \frac{\delta\omega}{2} \right) - \sin \frac{\Delta}{c} \left(\omega_0 - \frac{\delta\omega}{2} \right) \right) \right)$$

$$\boxed{\mathcal{E}(\Delta) = 2\mathcal{E}_0 \cdot \left(1 + \text{sinc}\left(\frac{\delta\omega}{2c} \Delta\right) \cdot \cos\left(\frac{\omega_0}{c} \Delta\right) \right)}$$

$$\gamma(\Delta) = \text{sinc}\left(\frac{\delta\omega}{2c} \Delta\right)$$

E.3.b

$$E(\Delta) = \left| \text{sinc} \left(\frac{\delta\omega}{2c} \cdot \Delta \right) \right|$$



E.3.c pour $\Delta < \frac{2\pi c}{\delta\omega}$ les franges restent contrastées.

$$\Delta_c = \frac{2\pi c}{\delta\omega}$$

$$\Delta_c = \frac{\lambda_0^2}{\delta\lambda}$$

E.3.d Δ_c est la longueur moyenne occupée dans l'espace par les trains d'onde. Pour obtenir des interférences, il est nécessaire que les mêmes trains d'onde se "croisent" : Il faut donc $\Delta < \Delta_c$

E.3.d * $\Delta_c = \frac{\lambda_0^2}{\delta\lambda} = \frac{(0,6)^2 \cdot 10^{-12}}{10^{-11}} = 0,036 \text{ m} \quad \underline{\Delta_c = 3,6 \text{ cm}}$

* Laser $\Delta_c = 360 \text{ m}$

* La longueur d'une source parfaitement monochromatique serait infinie.

F.1.a $F(\omega) = \int_0^{\Delta_{\max}} E_0 \left(1 + \cos\left(\frac{\omega_0 \cdot \Delta}{c}\right) \right) \cdot \cos\left(\frac{\omega \cdot \Delta}{c}\right) \cdot d\Delta = E_0 \left(\frac{c}{\omega} \text{sinc}\left(\frac{\omega \cdot \Delta_{\max}}{c}\right) + \frac{1}{2} \frac{c}{\omega - \omega_0} \cdot \text{sinc}\left(\frac{(\omega - \omega_0) \cdot \Delta_{\max}}{c}\right) + \frac{1}{2} \frac{c}{\omega + \omega_0} \cdot \text{sinc}\left(\frac{(\omega + \omega_0) \cdot \Delta_{\max}}{c}\right) \right)$

$$F(\omega) = E_0 \cdot \Delta_{\max} \left[\text{sinc}\left(\frac{\omega}{c} \Delta_{\max}\right) + \frac{1}{2} \text{sinc}\left(\frac{\omega - \omega_0}{c} \Delta_{\max}\right) + \frac{1}{2} \text{sinc}\left(\frac{\omega + \omega_0}{c} \Delta_{\max}\right) \right]$$

$\Rightarrow$ 3 pics de largeur $\delta\omega_{\text{base}} = \frac{2\pi c}{\Delta_{\max}}$ en $\begin{cases} \omega = 0 \\ \omega = -\omega_0 \\ \omega = \omega_0 \end{cases}$ ← celui-ci qui nous intéresse

* Lorsque $\Delta_{\max} \rightarrow \infty$: $\delta\omega_{\text{base}} \rightarrow 0$: une raie en $\omega = \omega_0$.
 $\hookrightarrow$ train d'onde infini

F.1.b On obtient 2 pics, l'un centré sur ω_1 et l'autre sur ω_2 , de même largeur $\delta\omega_{\text{base}} = \frac{2\pi c}{\Delta_{\max}}$ et de même amplitude $E_0 \cdot \Delta_{\max} / 2$

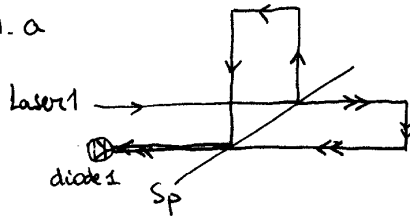
F.1.c Il faut : $\Delta\omega > \frac{\pi c}{\Delta_{\max}} = \Delta\omega_R$ (critère de Rayleigh)

F.2 $\mathcal{R}_0 = \frac{\omega_0 \cdot \Delta_{\max}}{\pi c}$ or $\frac{2\pi c}{\omega_0}$ est la variation de Δ entre 2 maxima d'intensité.

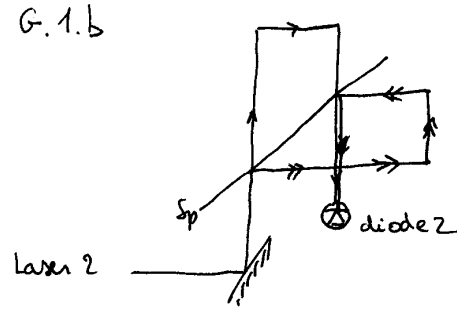
$\Rightarrow \mathcal{R}_0$ est le nombre de maxima d'intensité que l'on peut observer entre $-\Delta_{\max}$ et $+\Delta_{\max}$.

$$\mathcal{R}_0 = N_{\max}$$

G.1.a



G.1.b



G.1.c Les différences de marche sont les mêmes.

$$G.2 \quad \mu_1 \lambda_1 = \mu_2 \lambda_2 = 2e \quad \Rightarrow \quad \boxed{\lambda_2 = \frac{\mu_1}{\mu_2} \cdot \lambda_1} \quad \lambda_2 = 10,6 \mu\text{m} \text{ (infrarouge)}$$

G.3 Un seul réglage à faire.
plus facile à fabriquer qu'un miroir
Le vide est réalisé pour éviter au coin de cube de sortir du tube.

$$G.4 \quad \boxed{e = \frac{\mu_1 \lambda_1}{2}} \quad e = 1 \text{ m} \quad \underline{e \ll \Delta_c}$$

$$G.5 \quad \boxed{t_{\text{chute}} = \sqrt{\frac{2e_{\text{chute}}}{g}}} \quad t_{\text{chute}} = 0,45 \Delta.$$

$$G.6 \quad \lambda_2 = \frac{\mu_1}{\mu_2} \cdot \lambda_1 \quad \frac{\delta \lambda_2}{\lambda_2} = \frac{\delta \mu_1}{\mu_1} + \frac{\delta \mu_2}{\mu_2} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} = \frac{\mu_1 + \mu_2}{\mu_1 \mu_2}$$

$$\boxed{\frac{\delta \lambda_2}{\lambda_2} \neq \frac{1}{\mu_2} = 6 \cdot 10^{-6}} \quad (\mu_1 \gg \mu_2)$$

Laurent Hache
PT Nouméa.