

Physique : DS5

Partie I - Le microscope (Banque PT-2017)

A. Microscope optique

A.1.1) des rayons doivent être paraxiaux :

- peu inclinés par rapport à l'axe optique
- proches de l'axe optique.

A.1.2) Soit $\Delta = \overline{F_1'F_2} = \overline{F_1'O_1} + \overline{O_1O_2} + \overline{O_2F_2}$
 $\Leftrightarrow \Delta = \Delta_0 - f_1' - f_2' = \underline{\underline{100 \text{ mm}}}$

A.1.3.1) Soit $A \xrightarrow{L_1} F_2$ d'où $\frac{1}{O_1F_2} - \frac{1}{O_1A} = \frac{1}{f_1'} \Leftrightarrow \frac{1}{O_1F_1' + F_1'F_2} + \frac{1}{d} = \frac{1}{f_1'}$

$$\Leftrightarrow \frac{1}{f_1' + \Delta} + \frac{1}{d} = \frac{1}{f_1'}$$

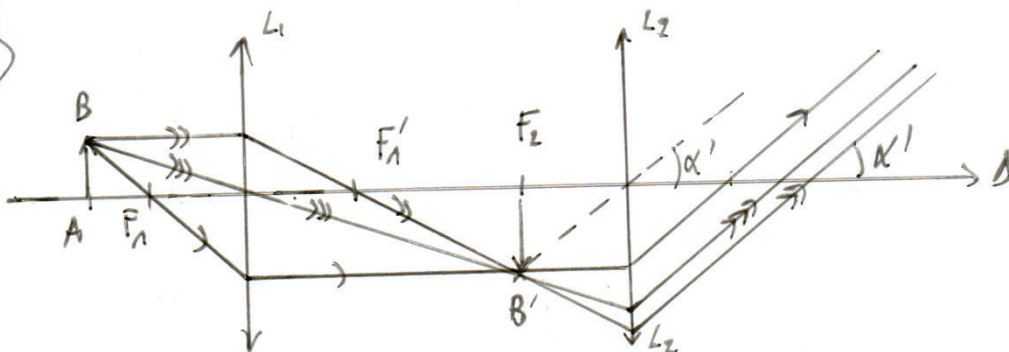
$$\Leftrightarrow \frac{1}{d} = \frac{1}{f_1'} - \frac{1}{f_1' + \Delta} \Leftrightarrow \frac{1}{d} = \frac{\Delta}{f_1'(f_1' + \Delta)}$$

d'où $d = \frac{f_1'(f_1' + \Delta)}{\Delta} = \underline{\underline{5,25 \text{ mm}}}$ (1)

A.1.3.2) Or $\gamma_1 = \frac{\overline{O_1F_2}}{\overline{O_1A}} = \frac{f_1' + \Delta}{-d} \stackrel{(1)}{=} \gamma_1 = -\frac{\Delta}{f_1'} = \underline{\underline{-20}}$

A.1.3.3) d'objet intermédiaire étant dans le plan focal objet de l'oculaire, l'image finale sera à l'infini d'où une observation sans accommodation.

A.1.3.4)



$$A.1.4) \text{ Soit } \begin{cases} \alpha' \sim \frac{A'B'}{f_2} \\ \alpha \sim \frac{AB}{D} \end{cases} \Rightarrow G = \left| \frac{\alpha'}{\alpha} \right| = \left| \frac{A'B'}{AB} \cdot \frac{D}{f_2} \right| \Rightarrow G = \left| X_1 \right| \frac{D}{f_2} = \underline{\underline{333}}$$

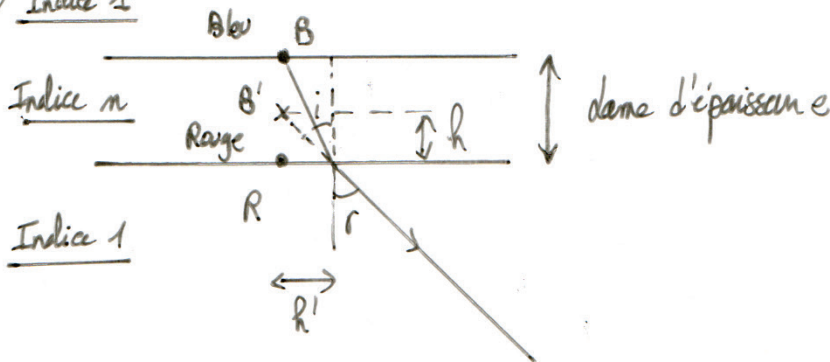
A.1.5.1) Sur le vernier on lit 12,98 mm.
 la position "40" représente 12,90 mm

$$\Rightarrow \underline{\underline{\mathcal{E} = 0,08 \text{ mm} = 80 \mu\text{m}}}$$

Sur le vernier une graduation représente 0,01 mm comme on écrit $\mathcal{E} = X_1 - X_2$

$$\text{alors } U(\mathcal{E}) = \sqrt{2} U(X) = \frac{9}{\sqrt{8}} = \frac{1}{\sqrt{8}} \cdot 10^{-2} \text{ mm} = 0,004 \text{ mm} \Rightarrow \underline{\underline{\mathcal{E} = 80 \pm 5 \mu\text{m}}}$$

A.1.5.2) Indice 1



$$\text{Soit } \begin{cases} n \sin i = \sin r \\ \tan i = h'/e \\ \tan r = h'/h \end{cases} \text{ or les angles sont petits d'où: } \begin{cases} m i = r \\ i = h'/e \\ r = h'/h. \end{cases}$$

$$\text{Donc } m \frac{h'}{e} = \frac{h'}{h} \Leftrightarrow h = \frac{e}{m}$$

$$\text{Or } h = \mathcal{E} \text{ d'où: } \underline{\underline{e = m \mathcal{E} = 120 \mu\text{m} (\pm 8 \mu\text{m})}}$$

A.2.1.1) D'après la figure 5, la lampe émet de 250 à 700 nm c'est UV + visible.

A.2.1.2) Le détecteur ne doit récupérer que l'émission du fluorophore correspondant à $\lambda > 500 \text{ nm}$. Le filtre 1 ne coupe pas assez les basses fréquences

\Rightarrow On choisit le filtre 2 : filtre bannière

A.2.1.3) Ce filtre doit laisser passer la bande d'absorption des FITC

→ Filtre d'excitation = Passe bande de 400 à 500 nm

A.2.1.4) Le laser est une source quasi monochromatique qui repose sur l'émission stimulée à l'inverse de la lampe Hg qui repose sur l'émission spontanée

A.2.2.1) $\left\{ \begin{array}{l} \text{Direction} \\ \text{et sens de propagation} \\ \text{Polarisation} \end{array} \right. : \begin{array}{l} + \vec{u}_z \\ \vec{u}_x \end{array}$

A.2.2.2) Soit $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \approx \underline{\underline{3.10^8 \text{ ms}^{-1}}}$ ($299792458 \text{ ms}^{-1}$)

A.2.2.3) Soit $\lambda = 628 \text{ nm}$ avec $\left\{ \begin{array}{l} k = \frac{2\pi}{\lambda} = \underline{1,0.10^7 \text{ m}^{-1}} \\ \omega = kc = \frac{2\pi c}{\lambda} = \underline{3,0.10^{15} \text{ rad.s}^{-1}} \end{array} \right.$

A.2.2.4) C'est une OPPH dans le vide d'où : $\vec{B} = \frac{1}{c} \vec{u}_z \wedge \vec{E}$
 $\Leftrightarrow \underline{\underline{\vec{B} = \frac{E_0}{c} \cos(\omega t - kz) \vec{u}_y}}$

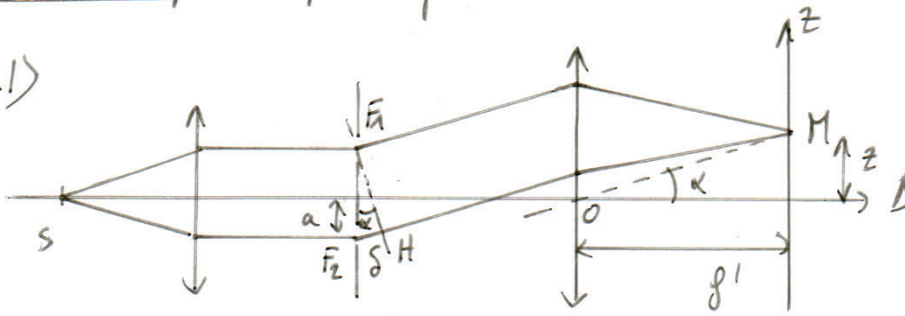
A.2.2.5) Soit $p = \langle \Pi \rangle \cdot S$ où $\left\{ \begin{array}{l} \vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \\ \text{et} \\ \langle \Pi \rangle = \frac{1}{2\mu_0} \text{Re}(\underline{E} \underline{B}^*) = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} \end{array} \right.$

Donc $p = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} \cdot S \Leftrightarrow \underline{\underline{E_0 = \sqrt{\frac{2p\mu_0 c}{S}} = 1200 \text{ V.m}^{-1}}}$

A.2.3) C'est la diffraction qui limite la résolution au niveau de l'oculaire et de l'objectif.

D - Mesure d'épaisseur par interférométrie

D.1.1)



$$\bullet \text{ Soit } \begin{cases} \tan \alpha = \frac{\delta}{2a} \\ \text{et} \\ \tan \alpha = \frac{z}{f'} \end{cases} \Rightarrow \delta = \frac{2az}{f'}$$

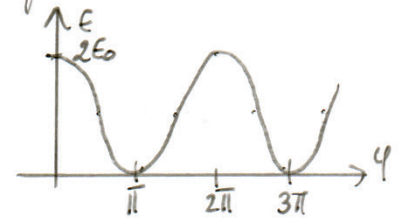
$$\bullet \text{ En effet : } \delta = (E_2 M) - (E_1 M) = (E_2 H) + (HM) - (E_1 M)$$

Or d'après Malus $(HM) = (E_1 M) \Rightarrow \delta = (E_2 H) = 2az / f'$

$$\bullet \text{ De plus : } 2\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} \Rightarrow \varphi = \frac{2\pi az}{\lambda f'}$$

D.1.2) Les ondes sont cohérentes et de même éclairement E_0 d'où la formule de Fresnel donne :

$$E = \underline{\underline{\delta \delta^*}} \Rightarrow \underline{\underline{E = 2E_0 (1 + \cos(2\varphi))}}$$



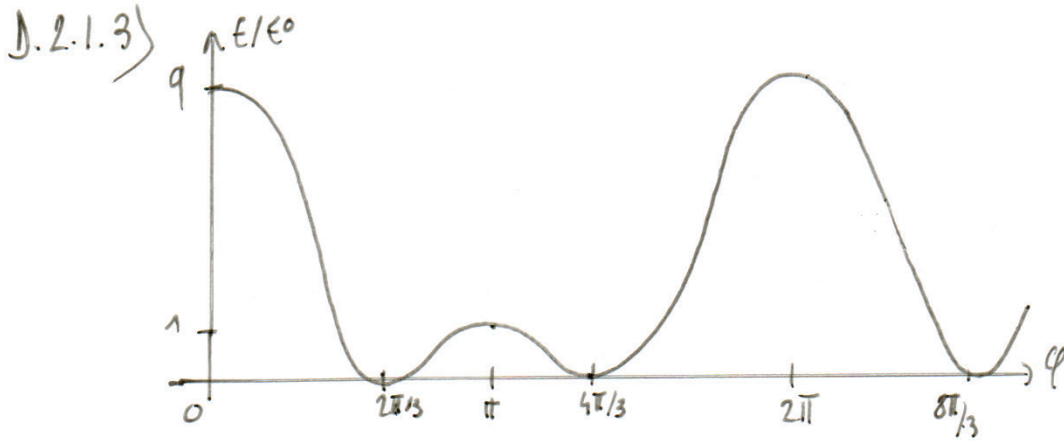
$$D.2.1) \text{ Soit } \delta = \delta_0 + \delta_1 + \delta_2 \text{ or } \begin{cases} \delta_1 = \delta_0 e^{-j\varphi} \\ \delta_2 = \delta_0 e^{j\varphi} \end{cases}$$

$$\text{donc } E = \delta_0 (1 + e^{j\varphi} + e^{-j\varphi}) \cdot \delta_0^* (1 + e^{-j\varphi} + e^{j\varphi})$$

$$\Rightarrow E = E_0 (1 + 2\cos\varphi)(1 + 2\cos\varphi) \Rightarrow \underline{\underline{E = E_0 (1 + 2\cos\varphi)^2}}$$

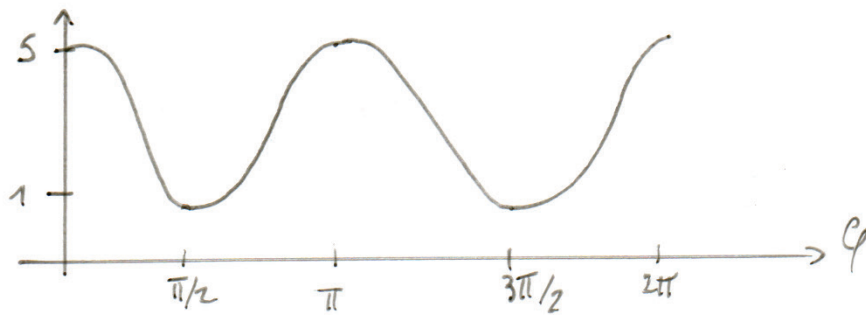
D.2.1.2)

$\varphi(\text{rad})$	0	$2\pi/3$	π	$4\pi/3$	2π
E/E_0	9	0	1	0	9

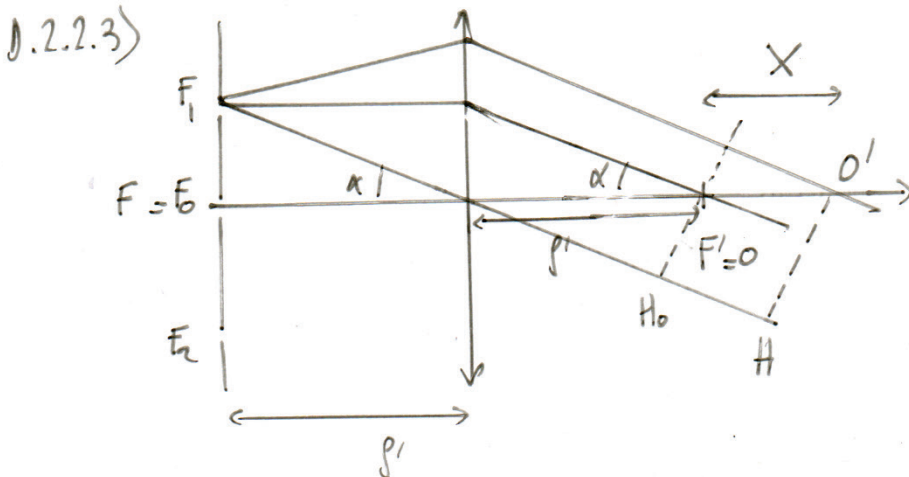


D.2.2.1)

$$\begin{aligned}
 \text{Soit } \underline{s} &= \underline{s}_0 + \underline{s}_1 + \underline{s}_2 \\
 &= s_0 [e^{i\varphi_0} + e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}] \text{ ou } \varphi_0 = \pi/2 \\
 &= s_0 [1 + 2\cos\varphi] \\
 \Rightarrow E &= E_0 (1 + 2\cos\varphi)(-1 + 2\cos\varphi) \\
 \Rightarrow \underline{E} &= \underline{E}_0 (1 + 4\cos^2\varphi) \text{ donc } \underline{E} > \underline{E}_0 > 0
 \end{aligned}$$



D.2.2.2) On a $\varphi_0 = \frac{2\pi(m-1)e}{\lambda}$ ou $\varphi_0 = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \underline{d} = \underline{4(m-1)e} = \underline{0,6\mu\text{m}}$



. Avant la lame, les rayons sont en phase en O : $(E_{0O})_{\text{avant}} = (E_{1O})_{\text{avant}}$

. Après la lame $\quad \leftarrow \quad \leftarrow \quad \leftarrow \quad O'$: $(E_{0O'})_{\text{après}} = (E_{1O'})_{\text{après}}$

$$\text{Or } \left\{ \begin{array}{l} (E_{0O'})_{\text{après}} = \overbrace{(E_{0O})_{\text{avant}}}^{=(E_{1O})} + (OO') + (m-1)e. \\ \text{et} \\ (E_{1O'})_{\text{après}} = (E_{1O}) + (HOH) \text{ d'après Malus.} \end{array} \right.$$

$$\text{donc } (HOH) = (OO') + (m-1)e$$

$$\Leftrightarrow \pi \cos \alpha = \pi + (m-1)e$$

$$\Leftrightarrow e = -\frac{\alpha^2 \pi}{2(m-1)} \quad \Leftrightarrow e = -\frac{\pi \cdot a^2}{2f'^2 (m-1)} = \underline{\underline{0,01 \mu\text{m}}}$$

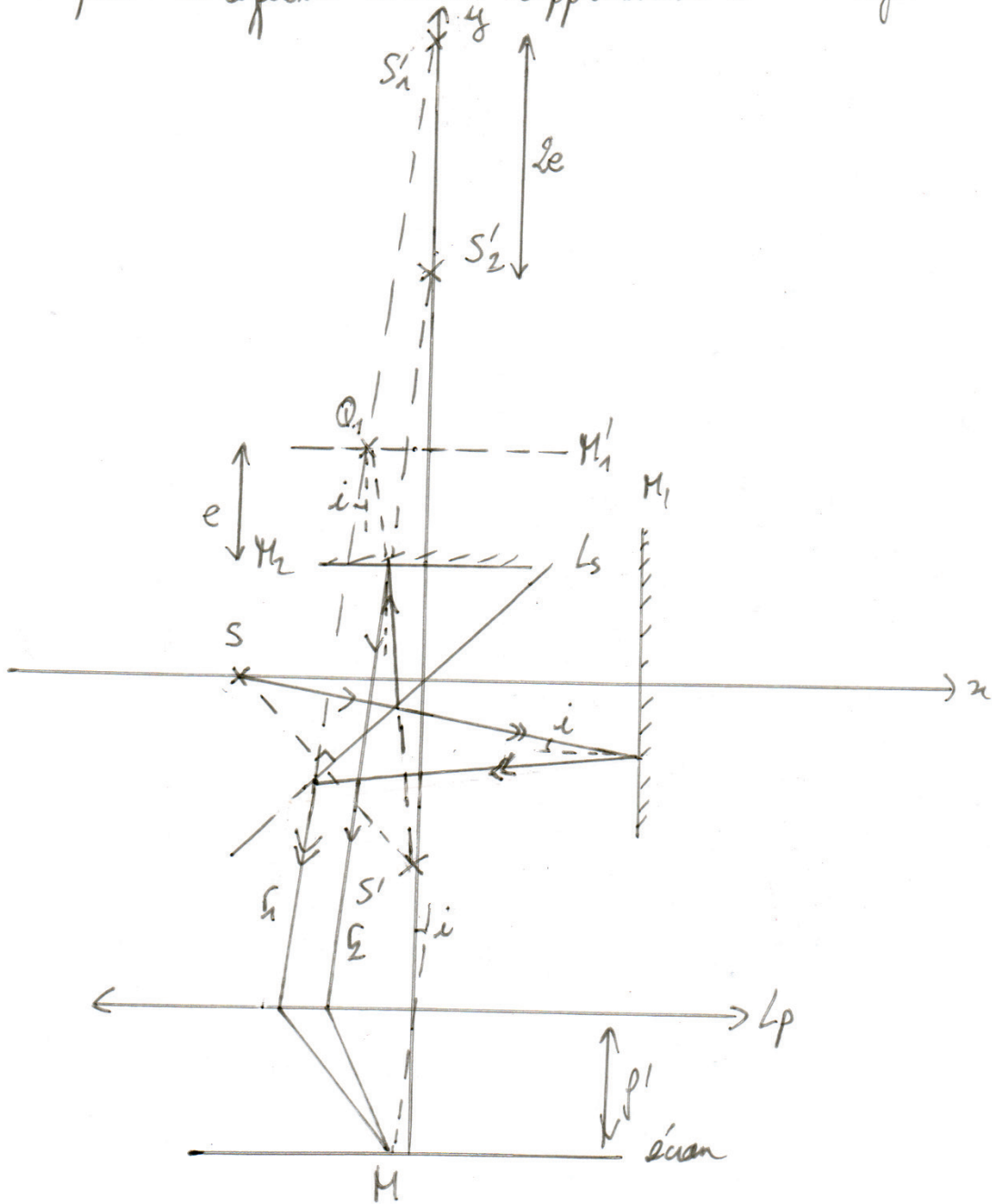
D.2.3) Age de M. Zeunicke : $\Delta = 1953 - 1888 = 65 \text{ ans}$

Partie II : Résolution interférométrique (CCP MP-2018)

Q21) Les lames qui composent L_s sont :

- la séparatrice qui assure la division d'égal amplitude.
- la compensatrice de même épaisseur que la séparatrice permet de compenser la différence de marche supplémentaire d'un des trajets.

Q22)
et
Q23)



Q24) Ce sont des franges d'égale inclinaison t.q $i = \text{cste} \Rightarrow$ anneaux.

Q25) Au centre de l'écran $i = 0$ or $\delta = 2e \cos i$
 $\Rightarrow \underline{\delta = 2e}$

Q26) Au centre $p_1 = \frac{\delta}{\lambda_1} \Leftrightarrow \underline{p_1 = \delta \sigma_1 \text{ et } p_2 = \delta \sigma_2}$

Q27) Il y a trouillage si $p_2 - p_1 = m + \frac{1}{2}$ où $m \in \mathbb{Z}$.

$$\Leftrightarrow \delta_m (\sigma_1 - \sigma_2) = m + \frac{1}{2}$$

$$\Leftrightarrow \delta_m (\Delta\sigma) = m + \frac{1}{2}$$

$$\text{Or } D_\delta = \delta_{m+1} - \delta_m = \frac{1}{\Delta\sigma} \left(m + 1 + \frac{1}{2} - \left(m + \frac{1}{2} \right) \right)$$

$$\Rightarrow \underline{D_\delta = \frac{1}{\Delta\sigma}}$$

On parle d'anticoincidence pour ces situations

* A.N.: Soit $\delta = 2e \Rightarrow D_\delta = 2De$. d'où $\underline{De = \frac{1}{2\Delta\sigma}} = \underline{1,39 \text{ cm}}$

Q28) Soit $\frac{1}{160} \cdot L_0 = 5De \Leftrightarrow \underline{L_0 = 800 De} = \underline{11,1 \text{ m}}$

Q29). Chaque rayon effectue un trajet de l'ordre de $d = 1,10 \times \sqrt{2} \approx 1,55 \text{ m}$.

Or sur le schéma on voit qu'il y a huit aller-retour d'où:

$$\Rightarrow L_0 \approx \underline{12,4 \text{ m}}$$

En fait d est plus petit de l'ordre de $1,4 \text{ m}$ si on effectue un calcul d'échelle d'où

$$\underline{L_0 = 11,2 \text{ m}} \text{ ce qui est le résultat recherché}$$

Partie III - Couche antireflet (Centrale PSI-2017)

I.A) Soit
$$\begin{cases} I_{\text{réfléchi}} = I_1 + I_2 + I_3 \approx \underline{7,7\% \text{ de } I_0} \\ I_{\text{transmise}} = I_4 + I_5 \approx \underline{92,15\% \text{ de } I_0} \end{cases}$$

tel que $I_{\text{réfléchi}} + I_{\text{transmise}} = 99,85\%$ ce qui montre qu'il y a d'autres rayons réfléchis et transmis en réalité.

I.B.1) des ondes peuvent interférer car elles sont cohérentes :

- proviennent de la même source : $\omega_i = \omega_R$ et $\varphi_{S_i} = \varphi_{S_R}$
- Elles ont un δ différent t.q $L_c \gg \delta$.

I.B.2) En incidence normale $\delta_{12} = 2Ne$.

On deux ondes interfèrent de manière destructive si : $\frac{2\pi\delta}{\lambda} = (2p+1)\pi$

$$\Leftrightarrow \delta = (2p+1) \frac{\lambda}{2}$$

$$\Leftrightarrow 2Ne = (2p+1) \frac{\lambda}{2}$$

$$\Leftrightarrow \underline{e = \frac{\lambda}{2N} \left(p + \frac{1}{2} \right)}$$

d'épaisseur minimale possible est donc $\underline{e_{\min} = \frac{\lambda}{4N}}$ mais toutes les valeurs e_p sont

possibles : $\underline{e_p = \frac{\lambda}{4N} + p \frac{\lambda}{2N}}$

I.B.3) La lumière naturelle présente un maximum d'intensité pour $\lambda \approx 500 \text{ nm}$. d'où
 étant fortement visible à cette longueur d'onde dans le jaune on choisira $\underline{\lambda = 500 \text{ nm}}$
 pour les calculs

I.B.4) Toutes les ondes n'arrivent pas en incidence normale, il faudra tenir compte des différents angles d'incidence pour choisir e

I.C.1) Dans le cas du verre non traité, toutes les longueurs d'onde sont réfléchies avec un pourcentage sensiblement identique autour de 4%

I.C.2) Pour le verre traité la radiation $\lambda = 625 \text{ nm}$ est quasiment éteinte à l'inverse du verre non traité.

I.C.3) On peut supposer que les rayons 1 et 2 interfèrent mais aussi 1 et 3 t.q:

$$\begin{cases} d_1 = \frac{4Ne}{2p_1+1} \\ d_2 = \frac{4Ne \times 2}{2p_2+1} \end{cases} \Rightarrow \frac{d_1}{d_2} = \frac{2p_2+1}{2(2p_1+1)} \neq 1,5 \text{ d'après le graphe.}$$

$$\text{donc } (4p_1+2) \frac{3}{2} = 2p_2+1 \Leftrightarrow 6p_1 = 2p_2-2.$$

Un couple possible de solution est $\begin{cases} p_1=1 \\ p_2=4 \end{cases}$. Cette proposition est envisageable

$$\text{II.A.1) Maxwell: } \left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{E} = 0, \text{ div } \vec{B} = 0 \\ \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \text{ rot } \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{array} \right.$$

$$\text{II.A.2) Soit } \text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\text{rot } \vec{B}) \text{ d'où: } -\Delta \vec{E} + \text{grad}(\text{div } \vec{E}) = -\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

$$\Rightarrow \Delta \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}$$

$$\text{II.A.3) Posons } \frac{1}{v^2} = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \text{ or } \frac{1}{c^2} = \mu_0 \epsilon_0 \text{ avec } n = \frac{c}{v} = \left(\epsilon_r \right)^{1/2}$$

$$\Rightarrow n = \sqrt{\epsilon_r}$$

II.A.4) (a) Elle est polarisée rectilignement suivant \vec{u}_y .

(b). En remplaçant \vec{E} dans l'équation de D'Alembert on obtient:

$$-k^2 \vec{E} - \frac{1}{v^2} (-\omega^2) \vec{E} = \vec{0}$$

$$\Leftrightarrow k^2 = \frac{\omega^2}{v^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot m^2$$

$$\Leftrightarrow \underline{k = \frac{m\omega}{c}}$$

(c) Soit $\vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega} = \frac{m}{c} \vec{u}_x \wedge \vec{E} \Leftrightarrow \underline{\vec{B} = \frac{m}{c} \epsilon_0 \cos(\omega t - kx) \vec{u}_x}$

II.B.1) Ondes se propageant suivant les x positifs en $\omega t - k_1 x$ comme \vec{E}_1 et \vec{E}_3 .
 négatifs en $\omega t + k_2 x$ comme \vec{E}_2 .

• On tient compte dans l'amplitude des coefficients de réflexion et transmission tel que : $E_r = \rho E_0$ et $E_t = \mathcal{G} E_0$

• ω est le même pour les 3 ondes (loi de Descartes).

II.B.2) On a $k_1 = k_2 = \frac{m_1 \omega}{c}$ et $k_3 = m_2 \omega / c \Rightarrow \underline{\frac{k_3}{k_1} = \frac{m_2}{m_1}}$

II.B.3) Soit $\left\{ \begin{array}{l} \vec{B}_1 = \frac{m_1}{c} \vec{u}_x \wedge \vec{E}_1 \Leftrightarrow \vec{B}_1 = \frac{m_1 \epsilon_0}{c} \cos(\omega t - k_1 x) \vec{u}_z \\ \vec{B}_2 = -\frac{m_1}{c} \vec{u}_x \wedge \vec{E}_2 \Leftrightarrow \vec{B}_2 = -\frac{m_1 \rho \epsilon_0}{c} \cos(\omega t + k_2 x) \vec{u}_z \\ \vec{B}_3 = \frac{m_2}{c} \vec{u}_x \wedge \vec{E}_3 \Leftrightarrow \underline{\vec{B}_3 = \frac{m_2 \mathcal{G} \epsilon_0}{c} \cos(\omega t - k_3 x) \vec{u}_z} \end{array} \right.$

II.B.4) Soit $\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_1(0,t) + \vec{E}_2(0,t) = \vec{E}_3(0,t) \\ \text{et} \\ \vec{B}_1(0,t) + \vec{B}_2(0,t) = \vec{B}_3(0,t) \end{array} \right. \Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{l} 1 + \rho = \mathcal{G} \quad \textcircled{1} \\ m_1 - m_1 \rho = m_2 \mathcal{G} \quad \textcircled{2} \end{array} \right.$

$m_1 \textcircled{1} + \textcircled{2}$ donne : $2m_1 = (m_1 + m_2) \mathcal{G} \Rightarrow \underline{\mathcal{G} = \frac{2m_1}{m_1 + m_2}}$ et $\underline{\rho = \mathcal{G} - 1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} = \rho}$

$$\text{II.B.5) Soit } \begin{cases} \vec{\Pi}_1 = \frac{\vec{\epsilon}_1 \vec{B}_1}{\mu_0} \\ \vec{\Pi}_2 = \frac{\vec{\epsilon}_2 \vec{B}_2}{\mu_0} \\ \vec{\Pi}_3 = \frac{\vec{\epsilon}_3 \vec{B}_3}{\mu_0} \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} \vec{\Pi}_1 = \frac{m_1 \epsilon_0^2}{\mu_0 c} \cos^2(\omega t - k_1 x) \vec{u}_x \\ \vec{\Pi}_2 = -\frac{m_1 \rho^2 \epsilon_0^2}{\mu_0 c} \cos^2(\omega t + k_2 x) \vec{u}_x \\ \vec{\Pi}_3 = \frac{m_2 \epsilon_0^2 \zeta^2}{\mu_0 c} \cos^2(\omega t - k_3 x) \vec{u}_x \end{cases}$$

II.B.6) A l'aide du vecteur de Poynting t.q $\langle u_{em} \rangle = \langle \Pi \rangle$ on définit :

$$\begin{cases} R = \left| \frac{\langle \Pi_r \rangle}{\langle \Pi_i \rangle} \right| = \rho^2 \\ T = \left| \frac{\langle \Pi_t \rangle}{\langle \Pi_i \rangle} \right| = \frac{m_2}{m_1} \zeta^2 \end{cases}$$

II.C.1) Par analogie avec la question II.B.4 :

$$\begin{cases} \rho_{1 \rightarrow N} = \frac{1-N}{1+N} & \text{et } \zeta_{1 \rightarrow N} = \frac{2}{1+N} & \text{et } \zeta_{N \rightarrow 1} = \frac{2N}{1+N} \\ \rho_{N \rightarrow m} = \frac{N-m}{N+m} & \text{et } \zeta_{N \rightarrow m} = \frac{2N}{N+m} \end{cases}$$

II.C.2) a) Les seconde onde réfléchi effectue les traversées d'interface :

- transmission : $1 \rightarrow N$: $\zeta_{1 \rightarrow N}$
- Réflexion : $N \rightarrow m$: $\rho_{N \rightarrow m}$
- transmission : $N \rightarrow 1$: $\zeta_{N \rightarrow 1}$
- traversée de la lame t.q : $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{4\pi N \delta}{\lambda}$

$$\Rightarrow \underline{a} = \underline{E}_0 \cdot \zeta_{1 \rightarrow N} \rho_{N \rightarrow m} \cdot \zeta_{N \rightarrow 1} \cdot e^{i\varphi}$$

b) Pour l'onde réfléchi $n=3$, il y a deux réflexions supplémentaires d'où :

$$\begin{aligned} \alpha \underline{a}_2 &= \rho_{N \rightarrow 1} \cdot \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi} \underline{a} \\ \alpha \underline{a}_3 &= (\rho_{N \rightarrow 1} \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi})^2 \underline{a} \end{aligned}$$

D'où si on note $\underline{a}_1 = \underline{a}$ on a : $\underline{a}_p = \underline{a} (\rho_{N \rightarrow 1} \cdot \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi})^{p-1}$ où $p \in \mathbb{N}^*$

$$\begin{aligned} \text{c) Donc } \underline{A} &= \underline{E}_0 \rho_{1 \rightarrow N} + \sum_{p=1}^{\infty} \underline{a} (\rho_{N \rightarrow 1} \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi})^{p-1} \text{ où } p \in \mathbb{N}^* \\ &= \underline{E}_0 \rho_{1 \rightarrow N} + \frac{\underline{a}}{1 - \rho_{N \rightarrow 1} \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi}} \\ &= \underline{E}_0 \frac{\rho_{1 \rightarrow N} (1 - \rho_{N \rightarrow 1} \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi}) + \rho_{N \rightarrow 1} \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi}}{1 - \rho_{N \rightarrow 1} \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi}} \end{aligned}$$

or $\left. \begin{array}{l} \rho_{1 \rightarrow N} = -\rho_{N \rightarrow 1} \\ \rho_{N \rightarrow 1} \cdot \rho_{N \rightarrow m} = 1 - \rho_{1 \rightarrow N}^2 \end{array} \right\}$

$$\Rightarrow \underline{A} = \underline{E}_0 \frac{\rho_{1 \rightarrow N} + \rho_{1 \rightarrow N}^2 \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi} + (1 - \rho_{1 \rightarrow N}^2) \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi}}{1 - \rho_{N \rightarrow 1} \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi}}$$

$$\Rightarrow \underline{A} = \underline{E}_0 \cdot \frac{\rho_{1 \rightarrow N} + \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi}}{1 + \rho_{1 \rightarrow N} \rho_{N \rightarrow m} e^{i\varphi}}$$

d) Pour avoir des interférences destructives $\varphi = (2p+1)\pi \Rightarrow e^{i\varphi} = -1$

$$\text{e) D'où } \underline{A} = \underline{E}_0 \cdot \frac{\rho_{1 \rightarrow N} - \rho_{N \rightarrow m}}{1 + \rho_{1 \rightarrow N} \rho_{N \rightarrow m}} = \underline{E}_0 \cdot \frac{(1-N)/(1+N) - (N-m)/(N+m)}{1 + \frac{1-N}{1+N} \cdot \frac{N-m}{N+m}}$$

$$\Leftrightarrow \underline{A} = \underline{E}_0 \cdot \frac{(1-N)(N+m) - (N-m)(1+N)}{(1+N)(N+m) - (1-N)(N-m)} = \underline{E}_0 \cdot \frac{N+m - N^2 - Nm - N - N^2 + m + mN}{N+m + N^2 + mN - N - m + N^2 - Nm}$$

$$= \underline{E}_0 \cdot \frac{2m - 2N^2}{2m + 2N^2} \Leftrightarrow \underline{A} = \underline{E}_0 \frac{m - N^2}{m + N^2}$$

D'où $\underline{A} = 0 \Leftrightarrow m = N^2$. Il faut donc une valeur précise de N pour que la couche antireflet joue son rôle.