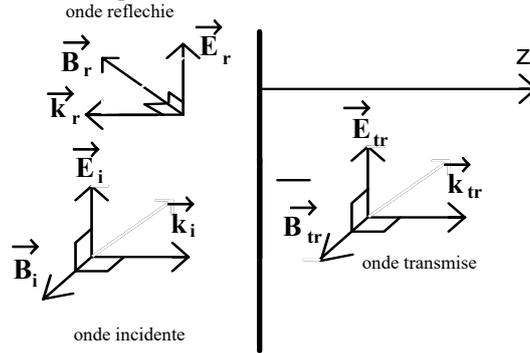


**Centrale PC-1 2005**

**I-A.1/** Pour un DLHI, il n'y a ni charge ni courant de surface.



□ En  $z = 0$  :

$$\vec{E}_i + \vec{E}_r = \vec{E}_{tr}$$

□ Les champs s'expriment de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \vec{E}_i &= \vec{E}_{0i} \exp[j(\omega t - k_i \cdot z)] \quad \text{pour l'onde incidente} \\ \vec{E}_r &= \vec{E}_{0r} \exp[j(\omega t + k_r \cdot z)] \quad \text{pour l'onde réfléchie} \\ \vec{E}_{tr} &= \vec{E}_{0tr} \exp[j(\omega t - k_{tr} \cdot z)] \quad \text{pour l'onde réfractée} \end{aligned}$$

□ En  $z = 0$  en simplifiant  $\exp(j\omega t)$  :

$$\vec{E}_{0i} + \vec{E}_{0r} = \vec{E}_{0tr}$$

**I-A.2/**

□ Pour le champ  $\vec{B}$  en  $z = 0$  :

$$\vec{B}_i + \vec{B}_r = \vec{B}_{tr}$$

□ Mais pour des OPPM dans un DLHI :

$$\begin{aligned} \vec{B}_i &= \frac{n_1}{c} \vec{e}_z \wedge \vec{E}_i \\ \vec{B}_r &= \frac{n_1}{c} (-\vec{e}_z) \wedge \vec{E}_r \\ \vec{B}_{tr} &= \frac{n_2}{c} \vec{e}_z \wedge \vec{E}_{tr} \end{aligned}$$

□ D'où la relation supplémentaire :

$$n_1 \vec{e}_z \wedge [\vec{E}_i - \vec{E}_r] = n_2 \vec{e}_z \wedge \vec{E}_{tr}$$

qui implique

$$n_1 [\vec{E}_i - \vec{E}_r] = n_2 \vec{E}_{tr}$$

**I-A.3/** En projetant sur la direction de vibration du champ électrique, on obtient les facteurs de réflexion en amplitude :

$$r_{1 \rightarrow 2} = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

et en transmission

$$t_{1 \rightarrow 2} = \frac{E_{0tr}}{E_{0i}} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}$$

**I-B/**  $r_1 = r_{air \rightarrow verre} = -0,2$  et  $t_1 = t_{air \rightarrow verre} = +0,8$ ;

$r_2 = r_{verre \rightarrow air} = +0,2 = -r_1$  et  $t_2 = t_{verre \rightarrow air} = +1,2$ .

□ Le signe négatif pour  $r_1$  implique un changement de phase de  $\pi$  à la réflexion.

**I-C1/** Pour la première réflexion :  $s_0 = r_1 \cdot S_{incident}$  .

**I-C2/**

□ Pour le rayon  $a_1$  :

$$s_{a1} = t_1 \cdot r_2 \cdot t_2 \cdot S_{incident}$$

- De même :

$$s_{a2} = t_1 \cdot r_2 \cdot r_2 \cdot t_2 \cdot S_{incident} = t_1 \cdot (r_2)^3 \cdot t_2 \cdot S_{incident}$$

- On voit apparaître une suite qui s'exprime par :

$$s_{aN} = t_1 \cdot t_2 \cdot (r_2)^{2N-1} \cdot S_{incident}$$

### I-C3/

- Pour le rayon b<sub>1</sub> :

$$s_{b1} = t_1 \cdot t_2 \cdot r_1 \cdot t_1 \cdot t_2 \cdot S_{incident}$$

- De même :

$$s_{b2} = t_1 \cdot t_2 \cdot r_1 \cdot r_1 \cdot r_1 \cdot t_1 \cdot t_2 \cdot S_{incident}$$

- Cette fois la suite qui apparaît est :

$$s_{bN} = (t_1 t_2)^2 \cdot (r_1)^{2N-1} \cdot S_{incident}$$

### I-C4/

- Pour le rayon c<sub>1</sub> :

$$s_{c1} = t_1 \cdot t_2 \cdot t_1 \cdot r_2 \cdot t_2 \cdot t_1 \cdot t_2 \cdot S_{incident}$$

- De même :

$$s_{c2} = t_1 \cdot t_2 \cdot t_1 \cdot r_2 \cdot r_2 \cdot r_2 \cdot t_2 \cdot t_1 \cdot t_2 \cdot S_{incident}$$

- La suite est :

$$s_{cN} = (t_1 t_2)^3 \cdot (r_2)^{2N-1} \cdot S_{incident}$$

### I-C5/ A-N :

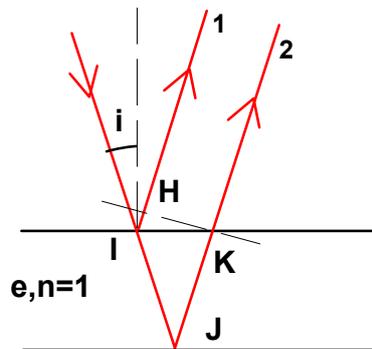
- $s_{aN} = 0,96 \cdot (0,2)^{2N-1} \cdot S_{incident}$  ;
- $s_{bN} = -0,922 \cdot (0,2)^{2N-1} \cdot S_{incident}$  ;
- $s_{cN} = 0,885 \cdot (0,2)^{2N-1} \cdot S_{incident}$  .

- Vu la faible valeur du facteur de réflexion, on pourra ne considérer que le cas N = 1

- Pour éviter les rayons c<sub>N</sub> on peut recouvrir la face arrière de la lame 2 d'un dépôt anti réfléchissant.

### II-A.1/

- L'épaisseur des lames à faces parallèles, n'intervient pas sur l'angle i. On peut la considérer comme nulle pour simplifier.
- De même l'épaisseur de verre traversé est la même pour les rayons 1 et 2. Elle n'intervient donc pas sur la différence de chemin optique.
- Les rayons 1 et 2 se coupent à l'infini. La différence de chemin optique se calcule en dessinant un plan d'onde commun grâce au principe de retour inverse de la lumière et au théorème de Malus :



$$(IJK) - (IH) = 2 \frac{e}{\cos i} - \left( 2 \frac{e \sin i}{\cos i} \right) \sin i = 2e \frac{1 - \sin^2 i}{\cos i}$$

(rappel : l'indice n vaut un), alors :

$$\delta_{2/1} = 2e \cos i$$

## II-A2/

a/

- $S_1$  et  $S_2$  sont les deux images géométriques de S, par les deux surface réfléchissantes. Ces deux images de S sont telles que :

$$O_1S_1 = O_1S = d$$

$$O_1S_2 = d + 2e$$

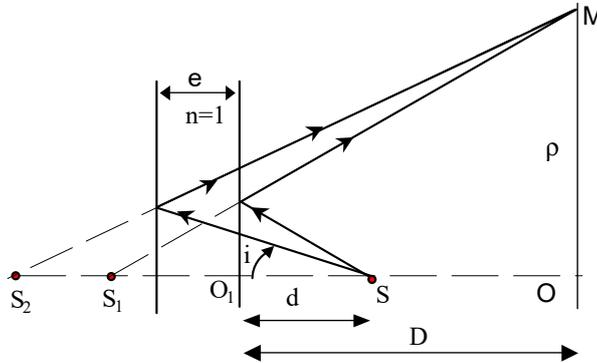
$$a = S_1S_2 = 2e$$

- La distance à l'écran sera donc :

$$D_T = D + d + e$$

b/

- La figure d'interférence de 2 sources ponctuelles est constituée d'hyperboloïdes de révolution de foyers  $S_1; S_2$ .
- Sur l'écran perpendiculaire à  $S_1S_2$ , les franges sont des cercles de centre O.
- **Les franges ne sont pas localisées car la source est ponctuelle** et donc pour observer les interférences avec un contraste maximal, il faut placer l'écran à une distance D quelconque supérieure à d.



c/

- **Le calcul est à refaire**
- Le point M n'est pas à l'infini et il ne s'agit donc pas de division d'amplitude (sauf si M est à l'infini).
- La différence de marche en M est :

$$\delta_{1/2}(\rho) = S_2M - S_1M = \left( \left( D_T + \frac{a}{2} \right)^2 + \rho^2 \right)^{1/2} - \left( \left( D_T - \frac{a}{2} \right)^2 + \rho^2 \right)^{1/2}$$

- à l'ordre 1 en  $\frac{\rho^2}{(D_T \pm \frac{a}{2})^2}$  :

$$\delta_{1/2}(\rho) = \left( D_T + \frac{a}{2} \right) \sqrt{1 + \frac{\rho^2}{(D_T + \frac{a}{2})^2}} - \left( D_T - \frac{a}{2} \right) \sqrt{1 + \frac{\rho^2}{(D_T - \frac{a}{2})^2}}$$

$$\delta_{1/2}(\rho) \approx \left( D_T + \frac{a}{2} \right) \left( 1 + \frac{\rho^2}{2(D_T + \frac{a}{2})^2} \right) - \left( D_T - \frac{a}{2} \right) \left( 1 + \frac{\rho^2}{2(D_T - \frac{a}{2})^2} \right)$$

$$\delta_{1/2}(\rho) = a - \frac{a\rho^2}{2(D_T^2 - \frac{a^2}{4})} = a - \frac{a\rho^2}{2D_T^2 \left( 1 - \frac{a^2}{4D_T^2} \right)} = a - \frac{a\rho^2}{2D_T^2} \left( 1 - \frac{a^2}{4D_T^2} \right)^{-1}$$

$$\delta_{1/2}(\rho) \approx a - \frac{a\rho^2}{2D_T^2} \left( 1 + \frac{a^2}{4D_T^2} \right)$$

- Et donc, à l'ordre 2 en  $a/D_T$  :

$$\delta_{1/2}(\rho) \approx a - \frac{a\rho^2}{2D_T^2}$$

$$\phi_{2/1} = \frac{2\pi\delta_{2/1}}{\lambda}$$

d/

- Interférences à 2 ondes : **Il fallait refaire le calcul de l'éclairement !**
- Vibrations lumineuses des deux rayons arrivant en  $M$  :

$$\underline{s}_1(M, t) = A \exp^{j(\omega t - \phi_1(M))}$$

$$\underline{s}_2(M, t) = A \exp^{j(\omega t - \phi_2(M))}$$

$$\underline{s}(M, t) = \underline{s}_1(M, t) + \underline{s}_2(M, t)$$

$$I = \frac{1}{2} \underline{s}(M, t) \cdot \underline{s}(M, t)^* = 2A^2(1 + \cos(\phi_2 - \phi_1))$$

$$I = 2I_0[1 + \cos \phi_{1/2}]$$

ici :

$$I(\rho) = 2I_0 \left[ 1 + \cos \left[ \frac{2\pi a}{\lambda} \left( a - \frac{a\rho^2}{2D_T^2} \right) \right] \right]$$

e/

- Pour  $\rho = 0$ , l'ordre d'interférence vaut:

$$p_0 = \frac{\delta_{2/1}(0)}{\lambda} = \frac{a}{\lambda}$$

- $p_0$  = entier si intensité maximale.
- Les ordres d'interférence diminuent lorsqu'on s'écarte du centre, donc :

$$p_K = p_0 - K = \frac{a}{\lambda} \left( 1 - \frac{\rho^2}{2D_T^2} \right) = p_0 \left( 1 - \frac{\rho^2}{2D_T^2} \right)$$

Avec :

$$\rho_K = D_T \sqrt{\frac{2K}{p_0}}$$

- On en déduit :

$$\frac{\rho_{K+1}}{\rho_K} = \sqrt{\frac{K+1}{K}}$$

f/ A-N :

- $\rho_2 = 1,414, \rho_1 = 9,3$  mm
- $\rho_3 = 1,732, \rho_1 = 11,4$  mm .
- Connaissant  $\rho_1 = 6,6$  mm et **en considérant que  $D_T \approx D + d$** , on en déduit :

$$a = \frac{2(D+d)^2\lambda}{\rho_1^2} = 29,9 \text{ mm}$$

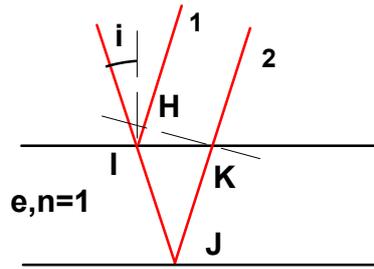
$$\Rightarrow \underline{e = 15,0 \text{ mm}}$$

- L'hypothèse  $e \ll D + d$  est vérifiée.
- Les anneaux sont relativement larges et surtout on ne mesure qu'un seul rayon, la précision est donc peu importante : pour augmenter la précision, il faudrait mesurer le rayon de plusieurs anneaux et faire une régression.

g/ Chaque point de la source large fournit une figure d'interférence. Les figures d'interférence sont identiques sauf que les centres ne coïncident pas. En augmentant la taille, un brouillage se produira.

**II-A3/**

a/ On a obtenu en II.A.1/  $\delta_{2/1} = 2e \cos i$ .



b/

- La source étant étendue, les interférences sont localisées : la surface de localisation est le lieu de rencontre des rayons lumineux émergents par division d'amplitude : ici à l'infini.
- Seule l'inclinaison des rayons intervient, on peut prévoir que la figure d'interférence sera faite d'anneaux.
- A l'infini (division d'amplitude), tous les points d'une source étendue donneront la même figure d'interférence : la largeur de la source n'intervient plus sur le contraste.
- En employant une source large la luminosité des franges est renforcée.

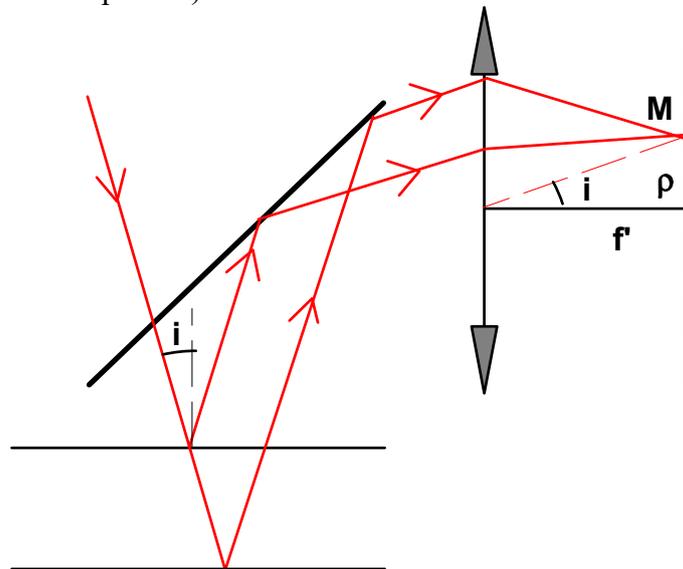
c/ Interférence à deux ondes :

$$I(i) = 2I_0 \left[ 1 + \cos \left( \frac{2\pi \times 2e \cdot \cos i}{\lambda} \right) \right]$$

**II-A4/**

a/

- Schéma (division d'amplitude) :



- La lentille forme dans son plan focal la figure d'interférence à l'infini (division d'amplitude)
- Les rayons qui arrivent en M ont l'inclinaison :

$$i \approx \tan i = \rho / f'$$

Donc :

$$\delta_{2/1} = 2e \cos i \approx 2e \left[ 1 - \frac{\rho^2}{2f'^2} \right]$$

b/

- Au centre F de la figure on a  $\rho = 0$  donc :

$$p_0 = \frac{2e}{\lambda}$$

- Si  $p_0$  entier, l'anneau brillant n° K correspond à :

$$p_K = p_0 - K.$$

- Donc :

$$\rho_K = \sqrt{\frac{2f'^2 K}{p_0}} = f' \sqrt{\frac{K\lambda}{e}}$$

c/

- Le diamètre de l'anneau est :

$$d_K = N_K \ell = 2f' \sqrt{\frac{2K}{p_0}}$$

- On en déduit que l'épaisseur est :

$$e = K\lambda / \left(\frac{N_K \ell}{2f'}\right)^2$$

d/ A-N :  $e = 15,2 \text{ mm}$ .

e/

- Le pixel est le quantum de longueur :

$$\Delta N_1 = \pm 1$$

- $\frac{\Delta e}{e} = 2 \frac{\Delta N_1}{N_1}$

$$\Rightarrow \Delta e = \pm 1.1 \text{ mm} \text{ précision médiocre.}$$

f/ Il faut augmenter  $N_1$  donc à  $e$  donnée la distance focale  $f'$  doit augmenter.

g/

- Avec une source ponctuelle les franges ne sont pas localisées et le rayon des anneaux est donné par la relation obtenue en II-A2f/ :

$$\rho_K = \sqrt{\frac{2KD_T^2}{p_0}} \approx \sqrt{\frac{K\lambda D_T^2}{e}}$$

avec

$$D_T = D + d + e \approx D + d$$

L'énoncé ne donne pas la distance  $d$  de la source primaire à la lame  $L_1$  de la cavité, on peut proposer :

$$D_T \approx D$$

- Les anneaux étant 4 fois plus grands :

$$\rho_K = 4f' \sqrt{\frac{K\lambda}{e}}$$

- On prendra :

$$D_T \approx D = \sqrt{16f'^2} \approx 4f' = 200 \text{ mm}$$

h/

- A partir de :

$$\frac{1}{SA_2} = \frac{1}{SA_1} + \frac{1}{f'}$$

et de :

$$\gamma = \frac{\overline{SA_2}}{\overline{SA_1}}$$

on est conduit à :

$$-\gamma + 1 = \frac{\overline{SA}_2}{f'}$$

- C'est à dire que pour un grandissement maximum il faut  $A_2$  le plus éloigné du foyer, soit  $\overline{SA}_2 = 2f'$ . L'abscisse de l'objet est alors :  $\overline{SA}_1 = -2f'$  avec pour grandissement  $\gamma = -1$ .

i/ L'objectif fait l'image de la figure formée à la distance  $4f'$ , il est donc à :

$$D \approx D_T = 6f'$$

de la cavité.

## II-B1/

- On a obtenu en II-A4a/ :

$$p = \frac{2e}{\lambda} \cos i \Rightarrow \frac{dp}{p} = \frac{de}{e} - \frac{\sin i \, di}{\cos i}$$

- donc à p constant :

$$\frac{de}{e} = \frac{\sin i \, di}{\cos i}$$

- L'anneau voit son rayon diminuer lorsque e diminue. (rem:  $p_0$  dépend de e, donc quelconque ici)

On peut approximer :

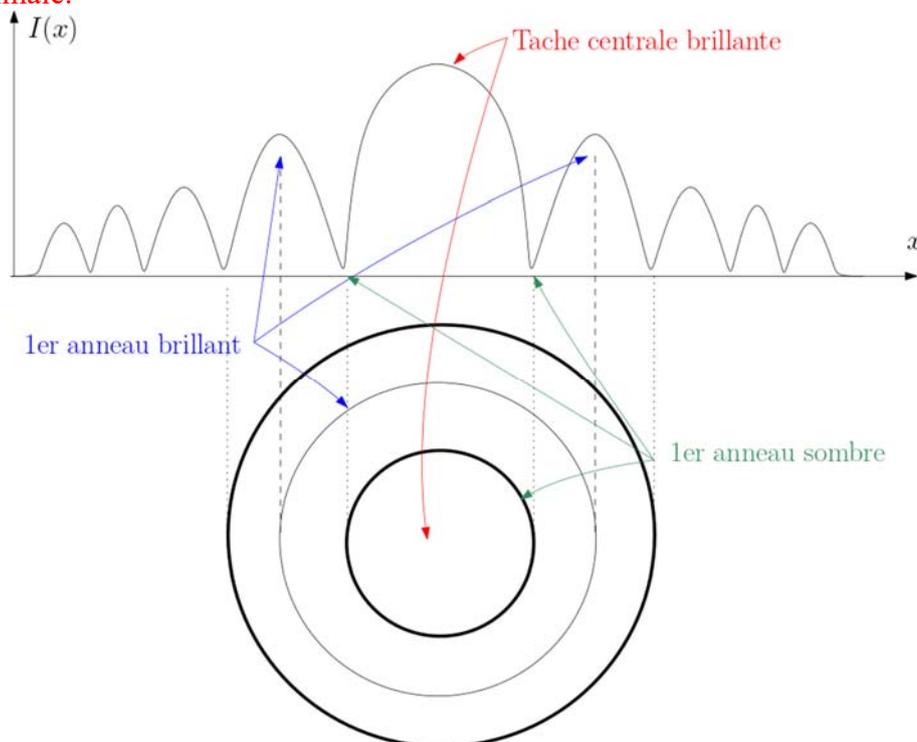
$$\frac{\Delta e}{e} = \frac{\sin i}{\cos i} \Delta i = \frac{\rho}{f'} \Delta i \approx \frac{\rho \Delta \rho}{f' f'}$$

(où  $f'$  doit être remplacé par  $f'_{eq}$ ).

## II-B2/

a/

- La figure d'interférence est constituée d'anneaux concentriques, l'axe vertical est un axe de symétrie.
- Il y absence de symétrie parfaite à cause du centrage imparfait, des défauts de parallélisme, de qualité des capteurs, de non ponctualité de la source, lumière parasite, etc...
- Malgré l'absence de symétrie rigoureuse, le 1<sup>er</sup> anneau est décelable par son amplitude maximale.



b/ Le verre s'échauffe, donc se dilate et la cavité a une épaisseur qui diminue.

c/ D'après l'étude précédente les anneaux rentrent vers le centre. Le profil A est la référence, puisque les maxima sont plus éloignés du centre.

II-B3/ On peut estimer les diamètres en pixels :

- avant :  $150 - 55 = 95$
- après :  $145 - 62 = 83$ .

Soit alors :

- $r_{1\text{avant}} = 2185 \mu\text{m}$
- $r_{1\text{après}} = 1909 \mu\text{m}$ .

II-B4/ D'après les questions :

- II-A4c/ :  $\rho_K = f' \sqrt{K\lambda/e}$
- II-B1/ :  $\frac{\Delta e}{e} = \frac{\rho}{f'} \frac{\Delta \rho}{f'}$

alors pour l'anneau  $K = 1$  :

$$\frac{\Delta e}{e} = \sqrt{\frac{\lambda}{e} \frac{r_{1\text{avant}} - r_{1\text{après}}}{f'}}$$

Soit :

$$\Delta e = \frac{r_{1\text{avant}} - r_{1\text{après}}}{r_{1\text{avant}}} \lambda$$

A-N:  $\Delta e = 178 \text{ nm}$ .

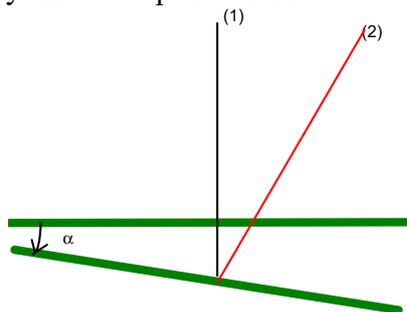
II-B5/

- La durée de l'excitation est environ  $T \approx 1000 \text{ ms}$ .
- On obtient  $\tau$  soit à partir de la partie croissante de la courbe (tangente à l'origine), soit à partir de la partie décroissante de la courbe (tangente à l'origine également). On trouve deux valeurs assez différentes pour  $\tau$  mais qui seront acceptées :

$$250 \leq \tau \leq 450 \text{ ms}$$

III-A1/

- En incidence normale, les rayons se coupent sur  $L_2$ .



- Pour une source ponctuelle, on a interférence avec un contraste maximal par division d'amplitude ou du front d'onde. Dans le cas de la division d'amplitude, le lieu d'intersection des émergents est à proximité des miroirs. Dans le cas de la division du front d'onde, les émergents se coupent n'importe où : en plaçant un écran dans le champ d'interférences on observera des interférences quelque soit la position de l'écran pourvu qu'il soit dans le champ.
- Pour une source étendue, on a localisation des interférences : elles sont localisées là où se coupent les émergents par division d'amplitude c'est-à-dire ici à proximité des miroirs. Plus précisément, si l'incidence est normale, les franges sont localisées sur  $L_2$  et si l'incidence n'est pas exactement normale, alors l'intersection est au voisinage de  $L_2$ .

### II-A2/

- La différence de marche est :

$$\delta_{12} = 2 \cdot e(x, y)$$

- Donc l'intensité en M(x,y) vaut :

$$I(x, y) = \frac{I_0}{2} \left[ 1 + \cos\left(\frac{4\pi e(x, y)}{\lambda}\right) \right]$$

Attention !! ici  $I_0$  = intensité maximale

### II-A3/

- On peut écrire :

$$e(x, y) = \pm \frac{\lambda}{4\pi} \arccos\left(\frac{2I(x, y)}{I_0} - 1\right) + m \frac{\lambda}{2}$$

Rappel : si  $\cos a = \cos b$  alors  $a = b + 2m\pi$  ou  $a = -b + 2m\pi$

- Lorsque  $I$  augmente lorsque  $e$  diminue, on prend le signe +
- Lorsque  $I$  diminue lorsque  $e$  diminue, on prend le signe -
- Lorsque on franchir un maximum en diminuant  $e$ , on diminue l'entier  $m$  de 1

### III-B1/

- Avant : la lame est immobile; pendant : la lame se dilate et l'épaisseur  $e(x, y)$  diminue; après la lame se rétracte et l'épaisseur augmente.
- D'après le graphe figure 11, le début de l'excitation est situé à la date :  
 $t_{\text{debut}} = 300 \text{ ms}$   
 tandis que la fin (reconnaissable au point de rebroussement) à la date  
 $t_{\text{fin}} = 1300 \text{ ms}$ .
- Au repos le point étudié est sombre.
- Pendant l'excitation on peut compter le passage de 3 franges brillantes aux dates 400, 500 et 1100 ms.
- Dans la phase de relaxation on compte le passage par 3 franges brillantes aux dates 1400, 1600 et 2000 ms, avant de reprendre l'intensité nulle du départ.

### III-B2/

On pose :

$$\xi(t) = \frac{2I(x, y, t)}{I_0} - 1$$

a/

- On part d'une intensité nulle,

$$e_0 = \frac{\lambda}{4\pi} \arccos(-1) + m \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{4} + m \frac{\lambda}{2}$$

- Puis  $e(x, y)$  diminue.
- Pour  $t \in [t_{\text{debut}} ; 400 \text{ ms}]$  on a :

$$e = \frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi + m \frac{\lambda}{2}$$

- D'où :

$$\Delta e = e - e_0 = \frac{\lambda}{4\pi} \text{Arc cos } \xi(t) - \frac{\lambda}{4}$$

b/

- Pour  $t$  compris entre 400 et 500 ms ( $N_1 = 1$ ) :

On a :

$$e(400\text{ms}) = m \frac{\lambda}{2}$$

Entre 400 et 500 ms,  $I$  diminue quand on diminue  $e$ , d'où :

$$e = -\frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi + \frac{(m-1)\lambda}{2}$$

D'où :

$$\Delta e = -\frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi - \frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{2}$$

On peut continuer pour trouver les relations attendues aux questions suivantes :

❑ Pour  $t$  compris entre 500 et 600 ms ( $N_1 = 1$ ) :

On a :

$$e(500ms) = \frac{\lambda}{4} + (m-1)\frac{\lambda}{2}$$

Entre 500 et 600 ms,  $I$  augmente quand on diminue  $e$ , d'où :

$$e = \frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi + \frac{(m-1)\lambda}{2}$$

D'où :

$$\Delta e = \frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi - \frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{2}$$

❑ Pour  $t$  compris entre 600 et 800 ms ( $N_1 = 2$ ) :

On a :

$$e(600ms) = (m-1)\frac{\lambda}{2}$$

Entre 600 et 800 ms,  $I$  diminue quand on diminue  $e$ , d'où :

$$e = -\frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi + \frac{(m-2)\lambda}{2}$$

D'où :

$$\Delta e = -\frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi - \frac{\lambda}{4} - \frac{2\lambda}{2}$$

❑ Pour  $t$  compris entre 800 et 1100 ms ( $N_1 = 2$ ) :

On a :

$$e(800ms) = \frac{\lambda}{4} + (m-2)\frac{\lambda}{2}$$

Entre 800 et 1100 ms,  $I$  augmente quand on diminue  $e$ , d'où :

$$e = \frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi + \frac{(m-2)\lambda}{2}$$

D'où :

$$\Delta e = \frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi - \frac{\lambda}{4} - \frac{2\lambda}{2}$$

### III-B3/

Pour  $t \in [t_{\text{debut}} ; t_{\text{fin}}]$ ,

❑ Si  $I$  augmente quand  $e$  diminue :

$$\Delta e = \frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi(t) - \frac{\lambda}{4} - \frac{N_1\lambda}{2}$$

avec  $N_1$  le nombre de franges brillantes ayant défilé en M

❑ Si  $I$  diminue quand  $e$  diminue :

$$\Delta e = -\frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi(t) - \frac{\lambda}{4} - \frac{N_1\lambda}{2}$$

### III-B4/

- Soit  $e_f$  l'épaisseur au temps  $t_{fin}$  :

$$e_f = e_0 - \frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi(t_f) - \frac{\lambda}{4} - \frac{N_{1max}\lambda}{2}$$

- Pour  $t > t_f$ , l'épaisseur augmente à partir de la valeur  $e_f$  :

Lorsque  $I$  augmente lorsque  $e$  augmente, on prend le signe -

Lorsque  $I$  diminue lorsque  $e$  augmente, on prend le signe +

Lorsque on franchir un maximum en augmentant  $e$ , on augmente l'entier  $m$  de 1

En reprenant le raisonnement précédent :

- pour  $t \in [1300 \text{ ms} ; 1400 \text{ ms}]$   $I$  augmente ( $N_2 = 0$ ) :

$$e = -\frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi(t) + \frac{(p - N_{1max})\lambda}{2}$$

$$e - e_0 = -\frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi(t) - \frac{N_{1max}\lambda}{2}$$

- pour  $t \in [1400 \text{ ms} ; 1500 \text{ ms}]$   $I$  diminue ( $N_2 = 1$ ) :

$$e = \frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi(t) + \frac{(p + 1 - N_{1max})\lambda}{2}$$

$$e - e_0 = \frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi(t) + \frac{(1 - N_{1max})\lambda}{2}$$

- Généralisation on note  $N_2$  le nombre de max ayant défilés :

Lorsque  $I$  augmente :

$$e - e_0 = -\frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi(t) - \frac{(N_2 - N_{1max})\lambda}{2}$$

Lorsque  $I$  diminue :

$$e - e_0 = \frac{\lambda}{4\pi} \arccos \xi(t) + \frac{(N_2 - N_{1max})\lambda}{2}$$

### III-B5/

- Le graphique figure 12 indique  $d_{max} = 850 \text{ nm}$ . On a  $d_{max} = -\Delta e_{max}$
- La figure 11 indique une variation de  $\lambda/4$  pour chaque pseudo segment de la courbe. Soit  $5\lambda/4$  plus une fraction de courbe que l'on peut estimer à  $1/2$  segment.
- Donc en tout  $|\Delta e_{max}| = 11\lambda/8 = 870 \text{ nm}$ .

### IV-A/

- En différentiant la définition:  $\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{4\pi e}{\lambda}$  on obtient  $d\varphi = \frac{4\pi v dt}{\lambda}$
- Et considérant que  $dt$  est équivalent à  $1/F$  :

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi v}{\lambda F}$$

- A-N:  $\Delta\phi \approx 0,4 \text{ rad}$ .

### IV-B/

- En différentiant :  $d(\Delta\varphi) = \frac{4\pi dv}{\lambda F} = \frac{4\pi a dt}{\lambda F}$

donc :

$$\Delta(\Delta\varphi) = \frac{4\pi a}{\lambda F^2}$$

et :

$$\frac{\Delta(\Delta\varphi)}{\Delta\varphi} = \frac{a}{vF}$$

- Si le déplacement est régi par la loi :

$$d = d_m[1 - \exp(-t/\tau)]$$

alors :

$$\frac{\Delta(\Delta\varphi)}{\Delta\varphi} = \frac{-1}{\tau F} = -5\%$$

#### IV-C/

- $I_0$  est l'intensité en M en absence d'interférence. Cette intensité peut dépendre de M car la courbure de la lame d'entrée agit comme une lentille; certains peuvent être plus éclairés que d'autres.
- La fonction  $V(x;y)$  est la visibilité des franges en M. Il provient, pour une lumière monochromatique, de la différence d'intensité des faisceaux qui interfèrent.

#### IV-D/

- Le facteur  $R_1$  vaut :

$$R_1 = \frac{\cos[\varphi(x, y) + 2\Delta\varphi] - \cos[\varphi(x, y) - 2\Delta\varphi]}{\cos[\varphi(x, y) + \Delta\varphi] - \cos[\varphi(x, y) - \Delta\varphi]}$$

- Soit en utilisant la trigo de base :

$$R_1 = \frac{-2 \sin[\varphi(x, y)] \cdot \sin[2\Delta\varphi]}{-2 \sin[\varphi(x, y)] \cdot \sin[\Delta\varphi]} = 2 \cos[\Delta\varphi]$$

#### IV-E/

- Le facteur  $R_2$  vaut :

$$R_2 = \frac{\cos[\varphi(x, y) + 2\Delta\varphi] + \cos[\varphi(x, y) - 2\Delta\varphi] - 2 \cos[\varphi(x, y)]}{\cos[\varphi(x, y) + \Delta\varphi] - \cos[\varphi(x, y) - \Delta\varphi]}$$

- Avec la même trigo :

$$R_2 = \frac{2 \cos[\varphi(x, y)] \cdot \{\cos[2\Delta\varphi] - 1\}}{-2 \sin[\varphi(x, y)] \cdot \sin[\Delta\varphi]}$$

soit :

$$R_2 = \frac{2 \sin[\Delta\varphi]}{\tan[\varphi(x, y)]}$$

- IV-F/ On trouve en éliminant le décalage  $\Delta\phi$  que :

$$\tan[\varphi(x, y)] = \frac{2\sqrt{1-0,25.R_1^2}}{R_2}$$

- IV-G/ L'avantage est de permettre une mesure en temps réel des déformations de la lame.
-