

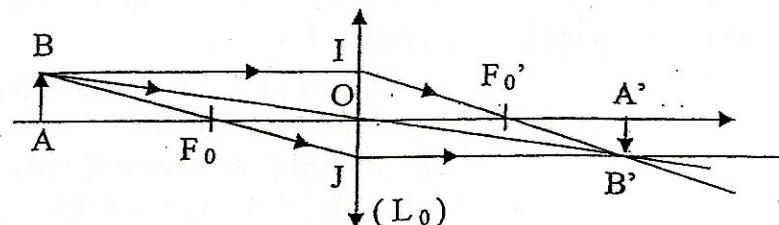
Interférence lumineuses : Interféromètre de MICHELSON

CNC 2011 physique II (MP)

1- Optique géométrique :

- 1.1)- o L'image A'B' serait nette lorsque, le système est placé dans les conditions de Gauss : rayons paraxiaux (très peu inclinés et proches de l'axe optique).

- 1.2)- o



- o L'image est réelle (car se situe dans le demi-espace image réel : après la lentille).
o L'image est renversée (car $\overline{AB} \cdot \overline{A'B'} < 0$)

- 1.3)- o Les triangles ABO et A'B'O sont semblables, donc : $\frac{\overline{AB}}{\overline{AO}} = \frac{\overline{B'A'}}{\overline{OA'}}$

$$\Rightarrow \gamma(A, A') = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}}$$

- o Les triangles A B F_0 et F_0 O J sont semblables, donc : $\frac{\overline{AB}}{\overline{AF_0}} = \frac{\overline{JO}}{\overline{F_0O}} = - \frac{\overline{A'B'}}{\overline{F_0O}}$

$$\Rightarrow \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}} = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = - \frac{\overline{F_0O}}{\overline{AF_0}} = - \frac{\overline{F_0O}}{\overline{AO} + \overline{OF_0}} = - \frac{f_0'}{\overline{AO} - f_0'}$$

$$\Rightarrow \overline{OA'} \cdot (\overline{AO} - f_0') = - \overline{OA} \cdot f_0' \Rightarrow \overline{OA'} \cdot \overline{OA} = \overline{OA} \cdot f_0' - f_0' \cdot \overline{OA}$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{f_0'}$$

- 1.4)- o L'image A'B' est réellessi $\overline{OA'} \geq 0$ ssi $\frac{d - f_0'}{d \cdot f_0'} \geq 0$ ssi $d \geq f_0'$

$$\text{Comme : } D = d + \frac{d \cdot f_0'}{d - f_0'} = \frac{d^2}{d - f_0'} \quad \text{Alors } d^2 - D \cdot d + d \cdot f_0' = 0$$

$$\text{Admettant au moins une solution réelle si : } \Delta = D^2 - 4 \cdot d \cdot f_0' \geq 0$$

$$\text{Soit : } D \geq 4 \cdot f_0'$$

- 1.5)- o Application Numérique : $f_0' \leq \frac{D}{4} = 25 \text{ cm}$, une valeur usuelle
de $f_0' = \{ 10 \text{ cm}, 20 \text{ cm}, 25 \text{ cm} \}$

2- Lampe à vapeur de mercure

- 2.1)- o Le spectre de la lampe à vapeur de mercure est discret, car son diagramme énergétique est discontinu.

$$2.2)- \text{o } \Delta E = E_3 - E_1 = \frac{h.c}{\lambda_{3 \rightarrow 1}} = \frac{h.c}{\lambda_{3 \rightarrow 1}}$$

$$2.3)- \text{o } \lambda_{3 \rightarrow 1} = \frac{h.c}{\Delta E} = 547,632\dots \text{ nm} = 548 \text{ nm}$$

- 2.4)- o la radiation ($\lambda_{3 \rightarrow 1} = 548 \text{ nm}$) se situe dans le domaine visible.

3- Optique ondulatoire : Interféromètre de Michelson

3.1)- Questions préliminaires :

- 3.1.1)- o Une vibration lumineuse, de nature vectorielle peut être représentée par une grandeur scalaire, dans le cadre de l'approximation scalaire. Soit lorsqu'elle est polarisée rectilignement, ou plane non polarisée mais peu incliné par rapport à un axe caractéristique du système.

3.1.2)- o $\delta(M) = (S_2 M) - (S_2 M) + \delta_{\text{sup}}(2) - \delta_{\text{sup}}(1)$

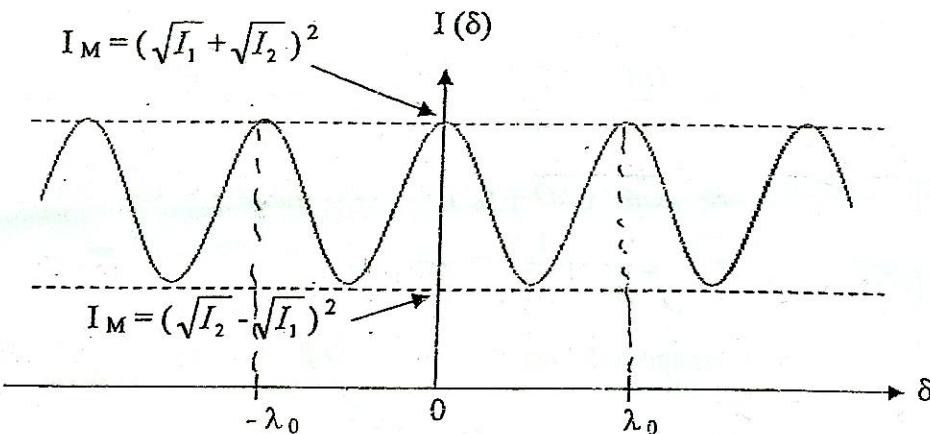
3.1.3)- o $\underline{a}(M,t) = \underline{a}_1(M,t) + \underline{a}_2(M,t)$
 $= A_1 \cdot \exp[j\phi_1(M,t)] + A_2 \cdot \exp[j\phi_2(M,t)]$
 $\Rightarrow I(M) = k \cdot \underline{a}(M,t) \cdot \underline{a}^*(M,t)$
 $= k [A_1 \cdot \exp[j\phi_1] + A_2 \cdot \exp[j\phi_2]] \cdot [A_1 \cdot \exp[-j\phi_1] + A_2 \cdot \exp[-j\phi_2]]$
 $= k [A_1^2 + A_2^2 + A_1 \cdot A_2 \cdot [\exp[-j(\phi_2 - \phi_1)] + A_1 \cdot A_2 \cdot [\exp[j(\phi_2 - \phi_1)]]]$
 $= k [A_1^2 + A_2^2 + 2 \cdot A_1 \cdot A_2 \cdot \cos(\phi_2 - \phi_1)]$

Comme : $I_1(M) = k \cdot \underline{a}_1(M,t) \cdot \underline{a}_1^*(M,t) = k \cdot A_1^2 \Rightarrow A_1 = \sqrt{\frac{I_1}{k}}$

De même : $A_2 = \sqrt{\frac{I_2}{k}}$

Comme : $I(M) = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\phi_2 - \phi_1)$
 $= I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(2\pi \frac{\delta(M)}{\lambda_0})$

- 3.1.4)- o



o $I_M = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$

o $I_M = (\sqrt{I_2} - \sqrt{I_1})^2$

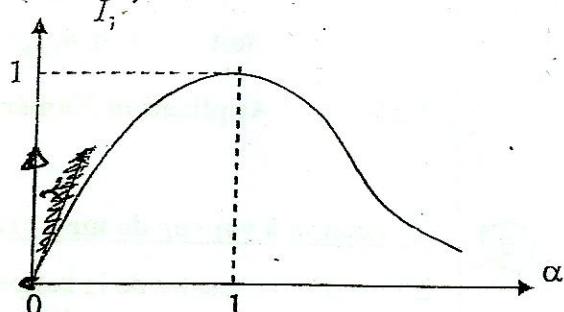
o $C = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} = \frac{4\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$

o $C(\alpha = \frac{I_2}{I_1}) = \frac{4\sqrt{\alpha}}{1 + \alpha}$

$\Rightarrow C'(\alpha) = \frac{2(1-\alpha)}{(1+\alpha)^2 \cdot \sqrt{\alpha}}$

$\Rightarrow C''(\alpha) = \frac{(3\alpha^2 - 6\alpha - 1)}{(1+\alpha)^3 \cdot \sqrt{\alpha}}$

$C(\alpha = \frac{I_2}{I_1})$



o Cmt : le contraste augmente avec α puis rediminue

Il est meilleur lorsque les deux intensités sont égales.

- 3.1.6)- o on choisit les deux sources tq : $I_1 = I_2$ pour avoir un contraste maximal ($C = 1$).

- 3.1.7)- o lorsque les sources sont distinctes, les ondes émises ne sont pas en phase (sont incohérentes), le déphasage $\phi = \phi_2 - \phi_1$ prend aléatoirement, pendant le temps de réponse du détecteur, un grand nombre de valeurs, que la moyenne de son cosinus est nul.

$$I(M) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi_2 - \phi_1) = I_1 + I_2$$

- o Pour avoir des interférences (càd $I \neq I_1 + I_2$), il faut que les 2 sources soient synchrones et cohérentes, c'est pourquoi, dans la pratique, on superpose des ondes issues de la même source primaire (même w et même phase à l'origine).
- o Dans ce cas il faut que l'étendue de la source primaire soit très inférieur à une longueur L de sorte que la distance entre les sources secondaires soit inférieure à une longueur L_s qu'on appelle longueur de cohérence spatiale.

Et il faut que la différence de marche δ soit très inférieur à $L_s = \frac{c}{\Delta\nu} = c \cdot \tau$

(longueur de cohérence temporelle)

- 3.1.8)- o $\delta(M) = p(M) \cdot \lambda_0$.

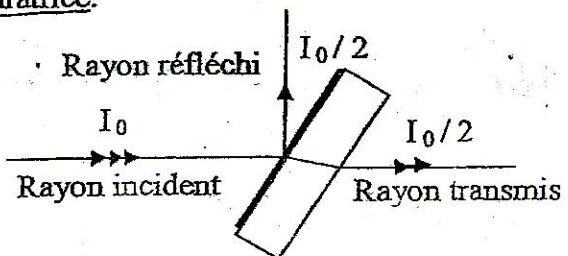
o Applications d'interférences luminescentes :

- 1- Mesure d'épaisseur d'une lame
- 2- Mesure d'indice optique
- 3- Mesure de longueur d'onde
- 4- Mesure d'écart spectrale d'un doublet
- 5- Mesure de la largeur spectrale d'une raie
- 6- Mesure de la concentration d'un gaz donné
- 7- Mesure de coefficient de convection thermique ...

3.2)- Description de l'interféromètre de Michelson réel :

- 3.2.1)- o Le Michelson, ainsi décrit, se comporte comme un dispositif à division d'amplitude, car les rayons lumineux qui interfèrent sont issus du même rayon primaire divisé (deux fois) par la séparatrice.

- 3.2.2)- o la séparatrice divise chaque rayon incident (d'intensité I_0) en deux rayons : l'un transmis et l'autre réfléchi (de même intensité égale à $I_0/2$).



- o Vue l'étude faite en (315 et 316), on utilise une séparatrice de coefficient 0,5 pour avoir $I_1 = I_2$, d'où un contraste maximal ($C=1$).

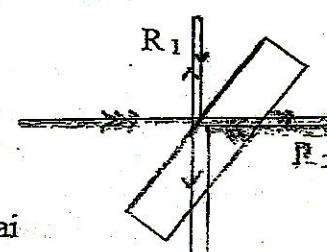
- 3.2.3)- o le rayon (R_1) réfléchi sur la face d'entrée de la S_p (d'intensité $I_0/2$) est renvoyé vers cette dernière (par le miroir M_1) et subit une deuxième division ; pour donner lieu à deux rayon (d'intensités $I_0/4$ chacun) un transmis vers l'observation et l'autre perdu (renvoyé du côté de la source).

- 3.2.4)- o Le rôle de la lame compensatrice est de compenser le chemin optique additionnel du rayon lumineux R_2 (qui traverse la S_p 2 fois plus que R_1)

Remarque : Cette compensation n'est nécessaire que lorsque on travaille avec une lumière polychromatique :

$$\delta_{add} \approx 2 \cdot e_0 \sqrt{2} [n(\lambda) - 1]$$

Ainsi, par exemple, l'ordre au centre ne sera pas le même pour les différentes couleurs



3.2.5)- Vues aux coloriques : -3-

Rayon infrarouge → qui diffère les couleurs

3.3)- L'interféromètre de Michelson éclairé par une source étendue

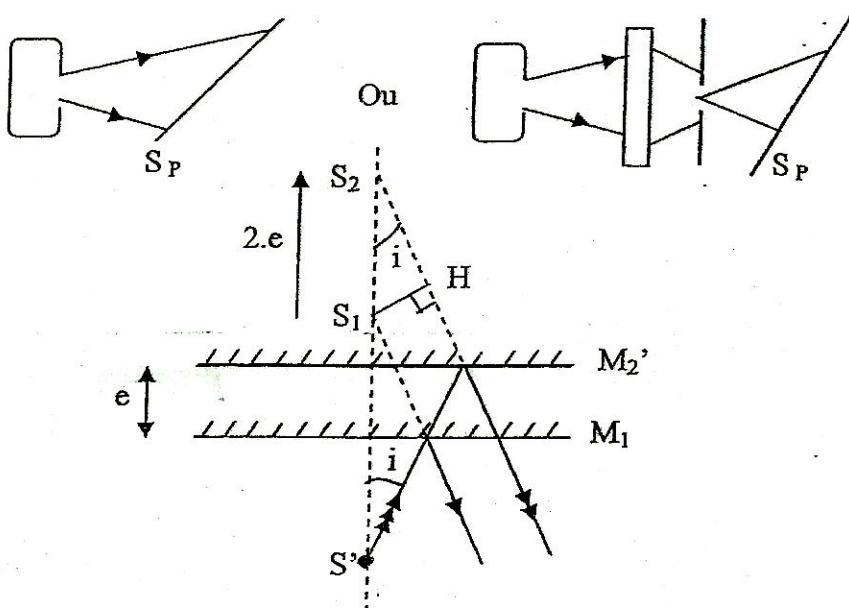
- 1
- 3.3.1)- o On peut remplacer l'ensemble ($S_p + C_p$) par S_p th, car la différence de marche additionnelle devient neutralisée grâce à la C_p .

3.

 - 3.3.2)- o 1- On règle la parallélisme des deux lames par un laser en incidence normale, par action sur les vis c_p et c_t .
(de sorte à faire confondre les taches de même dimension)
 - 2- On éclaire le michelson par le laser (ouvert par une lentille (5 mm) ou par l'objectif d'un microscope), et on recueille la figure sur un écran loin (ou placé derrière une lentille mince convergente de focale (500 mm))
 - 3- On agit sur les vis des miroirs pour centrer la figure
 - 4- On fait défiler les anneaux vers le centre pour s'approcher du contact optique, tout en recentrant la figure de temps à autre.
 - 5- On remplace le système {laser + objectif} par la source métallique.

3.3.3)- Franges d'égal inclinaison :

- 1
- 3.3.3.1)- o la longueur d'onde $\lambda_0 = 546,1 \text{ nm}$ est de couleur : verte (jaune-verte)
 - 3.3.3.2)- o on éclaire le michelson directement par la lampe. (Lentille).



- 1
- o positions des sources (voir figure ci-dessus)
 - o le système admet l'axe ($S'S_1S_2$) comme axe de symétrie de révolution, les lignes d'égal intensité sont des anneaux. (ou encore, car l'observation se fait par ~~perpendiculairement~~ à l'axe des sources secondaires).
 - o Oui les interférences sont localisées à l'infini
 - o Les franges sont localisées à l'infini car chaque couple de rayons (jumeaux) issus du même rayon primaire sont parallèles entre eux.
- 1
- 1
- 1
- 1+1
- 3.3.3.4)- o si l'on obtient des ellipses c'est par ce que l'une (ou les 2) des 2 sources S_1 et S_2 sort légèrement de l'axe $S'O$ (il s'agit de S_2 habituellement). Ce problème est rencontré lorsque l'un (ou les deux) des miroirs n'est pas strictement perpendiculaire à (OO_1) ou (OO_2).
On agit sur les vis m_{p2} et m_{t2} du miroir mobile M_2 .
 - 3.3.3.5)- o $\delta(M) = (SM)_2 - (SM)_1 + \delta_{\text{supp2}} - \delta_{\text{supp1}} = (SM)_2 - (SM)_1 + \lambda_0 - \lambda_0$
 $= (S'M)_2 - (S'M)_1 = n_{\text{air}} [S_2 M - S_1 M] = S_2 M - S_1 M$
 - 3.3.3.6)- o $\delta(M) = S_2 M - S_1 M = S_2 H = 2e \cos i$
o Les lignes d'égal intensité sont à égale δ , donc à égale i :
d'où la nomination « anneaux concentriques d'égal inclinaison ».

- 3.3.3.7)- o Notons I l'intensité du rayon primaire.

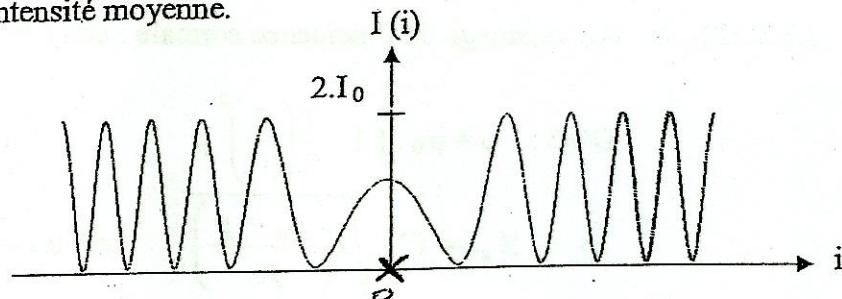
$$\text{On a : } I(M) = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \quad \text{avec } I_1 = I_2 = \frac{I}{4}$$

$$= \frac{I}{2} [1 + \cos \varphi]$$

$$= I_0 [1 + \cos \left(4\pi \cdot \frac{e}{\lambda_0} \cdot \cos(i) \right)]$$

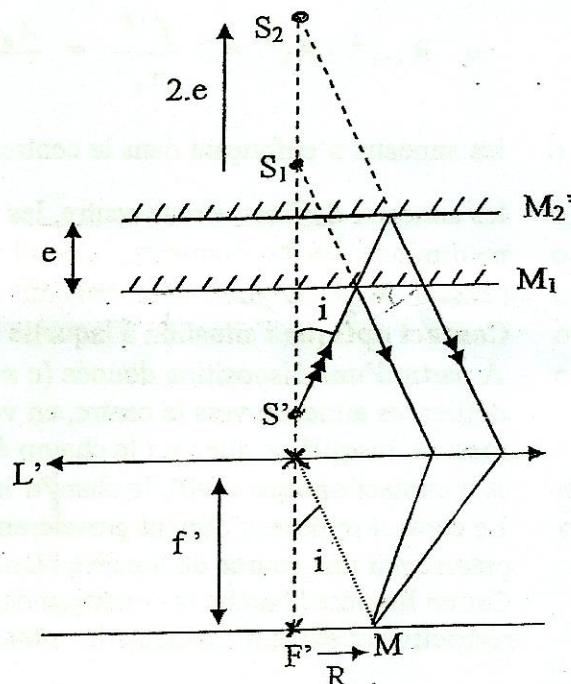
- o $I_0 = \frac{I}{2} = \frac{I_{\max}}{2}$: est la moitié de l'intensité du rayon primaire, ou mieux l'intensité moyenne.

o



- o Cmt : Les anneaux se resserrent en s'éloignant du centre.

- 3.3.3.8)- o



- 3.3.3.9)- o pour projeter les franges on utilise la lentille de grande focale soi : 1 m
a fin de voir une figure plus grande

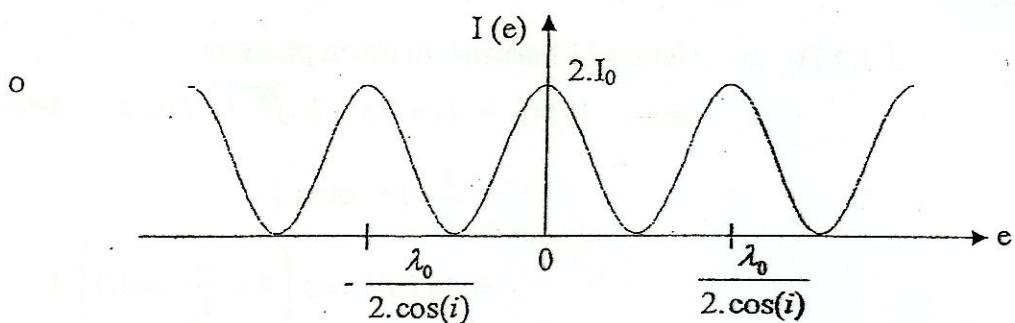
- o Pour enregistrer les franges on utilise celle de focale 20 cm, pour que l'étendue de la figure soit contenu par le détecteur (de dimensions 3 cm).

$$3.3.3.10)- \text{o on a } p(M) = \frac{\delta(M)}{\lambda_0} = \frac{2e}{\lambda_0} \cdot \cos(i) \Rightarrow p_0 = p(i=0) = \frac{2e}{\lambda_0}$$

- o A.N. : $p_0 \approx 5493,5$

- o Cmt : p_0 est demi-entier, la tache centrale est sombre.

- 3.3.3.11)- o Pour passer d'un maximum à un minimum, il faut que p_0 varie d'une demi-unité soit : $\Delta e = \frac{\lambda_0 \cdot \Delta p_0}{2} = \pm \frac{\lambda_0}{4} = \pm 136,5 \text{ nm.}$



- o Non, on ne peut pas déplacer indéfiniment le miroir M_2 , car la différence de marche deviendrait plus grande et la cohérence temporelle serait perdue.

3.3.3.12)- o Au voisinage de l'incidence normale : $\cos i = 1 - i^2/2 = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{R}{f'} \right)^2$

$$\text{D'où : } p = p_0 \cdot \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{R}{f'} \right)^2 \right]$$

$$\Rightarrow R_p = f' \cdot \sqrt{2 \left(\frac{p_0 - p}{p_0} \right)} \quad \Rightarrow R_k = f' \cdot \sqrt{2 \left(\frac{k - 0,5}{p_0} \right)}$$

3.3.3.13)- o on a $R_k^2 = 2 \cdot f'^2 \cdot \left(\frac{k - 0,5}{p_0} \right)$ et $R_{k+1}^2 = 2 \cdot f'^2 \cdot \left(\frac{k + 1 - 0,5}{p_0} \right)$
 $\Rightarrow R_{k+1}^2 - R_k^2 = 2 \cdot \frac{f'^2}{p_0} = \frac{\lambda_0 \cdot f'^2}{e}$

- 3.3.3.14)- o les anneaux s'enfonçant dans le centre, p_0 diminue d'où $e = \frac{\lambda_0 \cdot p_0}{2}$ diminue.

- o les anneaux défileront vers le centre, les rayons des anneaux R_p diminuent.
- o p_0 diminue $\Rightarrow R_k$ augmente, le nombre d'anneaux observés diminue.
- o $(R_{k+1}^2 - R_k^2)$ augmente, les anneaux deviennent plus larges.

- 3.3.3.15)- o **Contact optique** : situation à laquelle M_2' est en contact avec M_1 ($e = 0$)
 o A partir d'une disposition donnée ($e \neq 0$), on déplace M_2 dans le sens qui fait défiler les anneaux vers le centre, en veillant à recentrer la figure au fur et à mesure, jusqu'à ce que tout le champ éclairé soit occupé par la tache centrale
 o Au contact optique ($e=0$), le champ d'interférence est uniformément éclairé. ~~temporellement~~
- 3.3.3.16)- o Le contact optique s'obtient grossièrement, dans la pratique par le laser mais précisé par une source de lumière blanche.

Car en lumière blanche la condition de cohérence temporelle est très restrictive et exige d'avoiser le contact optique. $\delta \ll L_f = c \Delta t$

3.3.3.17)-

3.3.3.17.1)- o $I(v) = I_0(v) \cdot [1 + \cos \left(4\pi \cdot \frac{v \cdot e}{c} \cdot \cos(i) \right)]$. $\cos i = 1$
 $= I_0(v) \cdot [1 + \cos \left(4\pi \cdot \frac{v \cdot e}{c} \right)]$

3.3.3.17.2)- o $I(v) = I_0(v) \cdot [1 + \cos(2\pi \tau v)]$ $\tau = \frac{2e}{c} = \frac{\delta}{c} = \frac{2V_0}{c}$

- o τ est le retard (temporelle) entre les deux rayons qui interfèrent en M.

3.3.3.17.3)- o $dI(v) = dI_0(v) \cdot [1 + \cos(2\pi \tau v)] = I_{0v}(v) \cdot dv \cdot [1 + \cos(2\pi \tau v)]$

- 3.3.3.17.4)- o le terme : $\exp(-E/k_B T)$ est dit facteur Boltzmann.

- o il représente la probabilité d'un atome du gaz à se placer dans le niveau d'énergie E ; il est donc proportionnel au nombre d'atome d'énergie E.

1 3.3.3.17.5)- o $E = E_C = \frac{1}{2} m V^2$ (gaz parfait).

1 o $V = \sqrt{\frac{2m}{E}}$; $P(V) = P_0 \exp\left(-\frac{mV^2}{2k_B T}\right)$

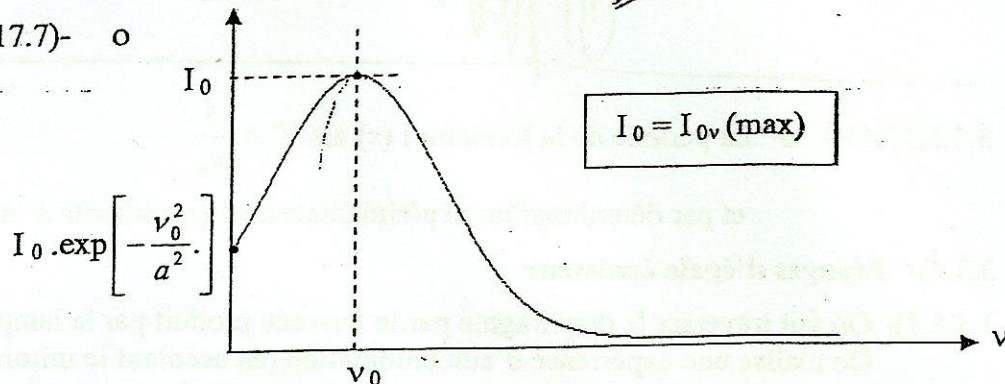
3.3.3.17.6)- o On a : $V = c \cdot \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}$

Donc : $I_{0v} = Cte \cdot P_0 \cdot \exp\left(-\frac{mV^2}{2k_B T}\right) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{mc^2}{2k_B T} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2\right)$

$$= I_0 \cdot \exp\left[-\frac{mc^2}{2k_B T \nu_0^2} (\nu - \nu_0)^2\right]$$

$$= I_0 \cdot \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{a^2}\right] \quad \text{où } a = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$$

3.3.3.17.7)- o



3.3.3.17.8)- o $I_{0v} = I_{0v}(\max)/2$ pour $\exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{a^2}\right] = \frac{1}{2} \Rightarrow \Delta\nu = 2a\sqrt{\ln 2}$

o a est de l'ordre de la largeur spectrale de la lampe

o $F = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} = \frac{\nu_0}{2a\sqrt{\ln 2}} = \frac{c}{2\sqrt{\ln 2}} \sqrt{\frac{m}{2k_B T}}$

(L'élargissement par effet Doppler augmente avec la température.)

o A.N. : $\Delta\nu = 2a\sqrt{\ln 2} = 2\sqrt{\ln 2} \frac{1}{\lambda_0} \sqrt{\frac{2k_B N_A T}{M}} = 6,21 \cdot 10^8 \text{ Hz}$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2 \Delta\nu}{c} = 0,000617 \text{ nm} = 6,17 \cdot 10^{-4} \text{ nm}$$

3.3.3.17.9)- o $I = \int_0^{+\infty} I_{0v}(v) \cdot dv \cdot [1 + \cos(2\pi\tau\nu)]$

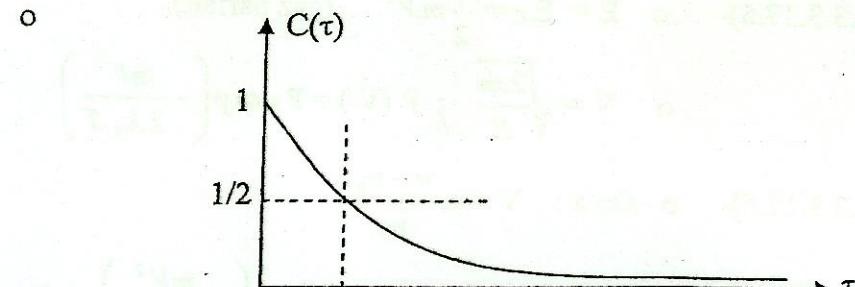
$$= \int_{-\infty}^{+\infty} I_0 \cdot dv \cdot \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{a^2}\right] + \int_{-\infty}^{+\infty} I_0 \cdot dv \cdot \cos(2\pi\tau\nu) \cdot \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{a^2}\right]$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} I_0 \cdot dv \cdot \exp\left[\frac{(\nu - \nu_0)^2}{a^2}\right] + \int_{-\infty}^{+\infty} I_0 \cdot dv \cdot \left(\frac{e^{2j\pi\tau\nu} + e^{-2j\pi\tau\nu}}{2}\right) \cdot \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{a^2}\right]$$

$$= I_0 \cdot a\sqrt{\pi} \neq I_0 \cdot a\sqrt{\pi} \exp\left(-\pi^2 \cdot a^2 \tau^2\right), \frac{e^{2j\pi\tau\nu_0} + e^{-2j\pi\tau\nu_0}}{2}$$

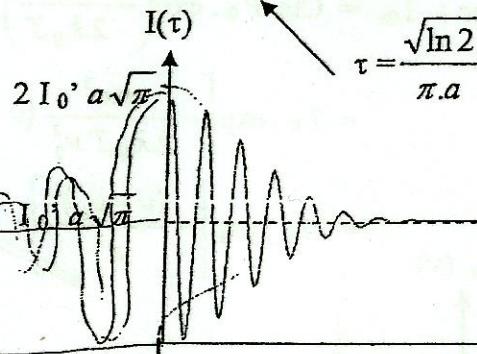
$$= I_0 \cdot a\sqrt{\pi} [1 + \exp(-\pi^2 \cdot a^2 \tau^2) \cdot \cos(2\pi\nu_0\tau)]$$

3.3.3.17.10)- o $C(\tau) = \exp(-\pi^2 \cdot a^2 \tau^2)$



o $I(\tau)$

$$\tau = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\pi a}$$



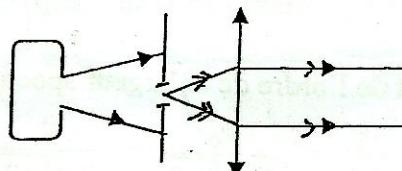
3.3.3.17.11)- o La période de la fonction $I(\tau)$ est $T = \frac{1}{\nu_0}$

et par détermination expérimentale de a on remonte à $\Delta v = 2.a.\sqrt{\ln 2}$

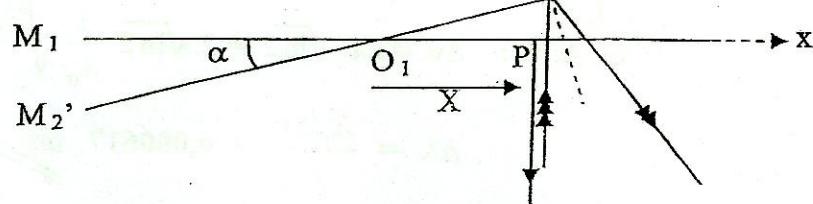
3.3.4)- Franges d'égale épaisseur

3.3.4.1)- On fait traverser le diaphragme par le faisceau produit par la lampe.

On réalise une expérience d'autocollimation (en accolant le miroir derrière la lentille) de sorte que le diaphragme soit au point focal objet de la lentille.



3.3.4.2)- o



o Les sources secondaires sont à l'infini : S_1 sur l'axe OO_1 et S_2 sur l'axe incliné par rapport à OO_2 d'un angle de 2α

3.3.4.3)-

3.3.4.3.1)- o $\delta(P) = (SM)_2 - (SM)_1 = 2.e(X) = 2.X \tan\alpha \approx 2.X.\alpha$

o Les franges sont des segments droits perpendiculaires au plan de la figure.

o $i_m = X_B(p+1) - X_B(p) = \frac{\lambda_0'}{2\alpha}$

3.3.4.3.2)- o on doit placer l'écran à la distance : $d' = \frac{d \cdot f_2'}{d - f_2} = 153 \text{ cm}$

o $\gamma = \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}} = -\frac{d'}{d} = -6,7$

$$3.3.4.3.3) \quad i_e = |\gamma| \cdot i_m = \frac{d'}{d} \cdot \frac{\lambda_0'}{2\alpha}$$

$$3.3.4.3.4) \quad \lambda_0' = \frac{2\alpha \cdot d \cdot i_e}{d'} = 540 \text{ nm.} = 540,7 \text{ nm}$$

- 3.3.4.4)- o on se met en disposition « coin d'air » (les franges sont rectilignes virtuelles au voisinage du coin d'air ou projetées sur un écran par une lentille convergente).

on tourne doucement le miroir M_2 autour de son diamètre vertical, dans le sens qui fait augmenter l'interfrange, de sorte à obtenir des anneaux qu'on recentre par les vis m_{t1} et m_{p1} .

et pour avoir plusieurs anneaux, on éclaire le dispositif par un faisceau divergent (contenant différentes incidences)

- 3.3.4.5)- o avoir les deux miroirs strictement perpendiculaires est plus délicat qu'une quelconque autre disposition, d'où la difficulté de régler le michelson en lame d'air qu'en coin d'air.

3.4)- Application : Détermination de l'écart de longueur d'onde du doublet jaune du mercure

- 3.4.1)- o on isole les deux raies jaunes en utilisant un filtre (interférentiel de préférence)

3.4.2)- Détermination de la longueur d'onde moyenne λ_m :

$$3.4.2.1) \quad o \quad p_0' = \frac{2}{\lambda_m} (e + \Delta e) = \frac{2 \cdot e'}{\lambda_m}$$

$$3.4.2.2) \quad o \quad p_0' = p_0 + N \quad (e \text{ augmente})$$

$$3.4.2.3) \quad o \quad p_0' - p_0 = N = \frac{2 \Delta e}{\lambda_m} \Rightarrow \lambda_m = \frac{2 \Delta e}{N}$$

$$3.4.2.4) \quad o \quad \text{pendant une période le chariot s'est déplacé de } \Delta e_1 = \frac{\lambda_m}{2} = V_0 \cdot T$$

$$\text{D'où: } \lambda_m = 2 \cdot V_0 \cdot T$$

$$3.4.2.5) \quad o \quad \Delta e = N \cdot \frac{\lambda_m}{2} = N \cdot V_0 \cdot T = V_0 \cdot \Delta t = 23,352 \mu\text{m}$$

$$o \quad \lambda_m = 2 \cdot V_0 \cdot T = 2 \cdot V_0 \cdot \frac{\Delta t}{N} = 576,6 \text{ nm}$$

3.4.3)- Détermination de l'écart de longueur d'onde $\Delta\lambda$:

- 3.4.3.1)- o Non : les deux ondes ne sont pas cohérentes entre elles (car $\lambda_1 = \lambda_2$) :

- 3.4.3.2)- o chaque raie produit sa propre figure d'interférences : $I = I_1 + I_2$
Les interférences disparaissent lorsque le maximum d'intensité de l'une des raies coïncide avec le minimum de l'autre :

Au voisinage du centre :

$$2 \cdot e_k = \left(k + \frac{1}{2}\right) \lambda_1 = k \cdot \lambda_2 \Rightarrow e_k = k \cdot \frac{\lambda_2}{2} \quad (k = \frac{\lambda_1}{2 \cdot \Delta\lambda})$$

$$o \quad \text{entre deux brouillages successifs: } \Delta e = e_{k+1/2} - e_k = \frac{\lambda_1}{4}$$

$$3.4.3.3) \quad o \quad \Delta\lambda \approx \frac{\lambda_m^2}{2 \cdot \Delta e} = \frac{\lambda_m^2}{2 \cdot V_0 \cdot \Delta t} = 2,1 \text{ nm}$$

3.4.3.4)- o $\lambda_1 = \lambda_m - \frac{\Delta\lambda}{2} = 577,6 \text{ nm}$ et $\lambda_2 = \lambda_m + \frac{\Delta\lambda}{2} = 579,7 \text{ nm}$

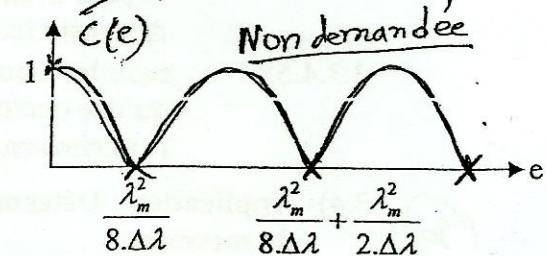
3.4.4)- Mise en équation amathématique

$$3.4.4.1)- \text{o } I(e) = I_1 + I_2 = 2.I_0 \left[1 + \cos\left(\frac{4\pi e}{\lambda_1}\right) \right] + 2.I_0 \left[1 + \cos\left(\frac{4\pi e}{\lambda_2}\right) \right]$$

$$= 4.I_0 \left[1 + \cos\left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2}\right) \right] \cdot \cos\left(\frac{4\pi e}{\lambda_1} - \frac{4\pi e}{\lambda_2}\right)$$

$$\approx 4.I_0 \left[1 + \cos\left(\frac{4\pi e}{\lambda_m}\right) \right] \cdot \cos\left(\frac{4\pi e \Delta\lambda}{\lambda_m^2}\right)$$

3.4.4.2)- o $C = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} = \left| \cos\left(\frac{4\pi e \Delta\lambda}{\lambda_m^2}\right) \right|$



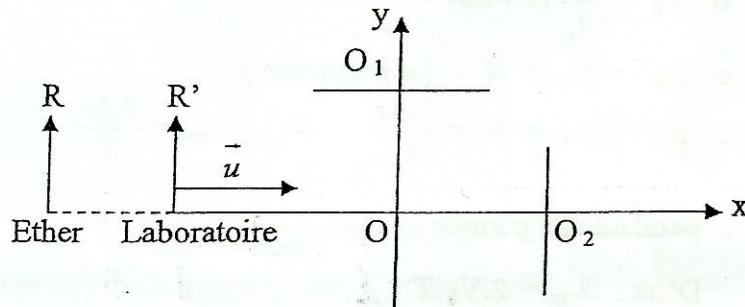
3.4.4.3)- o $C = 0 \text{ ssi } e = \frac{\lambda_m^2}{8\Delta\lambda} + k \frac{\lambda_m^2}{2\Delta\lambda}$

D'où $\Delta e = \frac{\lambda_m^2}{2\Delta\lambda} \Rightarrow \Delta\lambda = \frac{\lambda_m^2}{2 \cdot \Delta e}$ (on retrouve bien le mme résultat)

4- Histoire : L'expérience de Michelson – Morley

8

4.1)- o



En relativité galiléenne : $\vec{v}(\text{lumière}/R) = \vec{c} \Rightarrow \vec{v}(\text{lumière}/R') = \vec{c} - \vec{u}$

Donc : $t_1 = \frac{2l}{c} = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ s}$! oublie $t_1 = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - u^2}}$

et : $t_2 = \frac{l}{c-u} + \frac{l}{c+u} = \frac{2lc}{c^2 - u^2} = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ s} \approx t_1$.

4.2)- o $\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{2l}{c} - \frac{2lc}{c^2 - u^2} \approx \frac{2lu^2}{c^3}$

$$\Rightarrow \delta = c \cdot \Delta t = 2l \left(\frac{u}{c} \right)^2 = 1,54 \cdot 10^{-8} \text{ m} = 2,587 \cdot 10^{-8} \lambda_0$$

$\Delta p = 0,052$

En mécanique classique, il y aurait modification minime de la figure d'interférences.

4.3)- o oui les franges dépendent de u puisque δ en dépend.

4.4)- o la mécanique classique n'est pas valable pour décrire cette expérience.

Plus généralement elle ne peut décrire les lois de l'électromagnétisme.

En particulier la célérité de la lumière ne dépend pas du référentiel galiléen choisi.