LP33 . Interféromètre à division d'amplitude

Pré-requis
- Optique géométrique
- Cohérence temporelle
- Interféromètre à division du front d'onde

matériel
- Interféromètre de Michelson
- objectif de microscope
- Lentille ($f = 1m$).
- Elevateurs
- Lampe à vapeur de sodium
- Laser ; écran

} Pour faire la mesure du doublet de sodium

- Caméra CCD
- bifente ; écran
- fente réglable
- QI ; condenseur ; ordinateur avec logiciel scientifique.

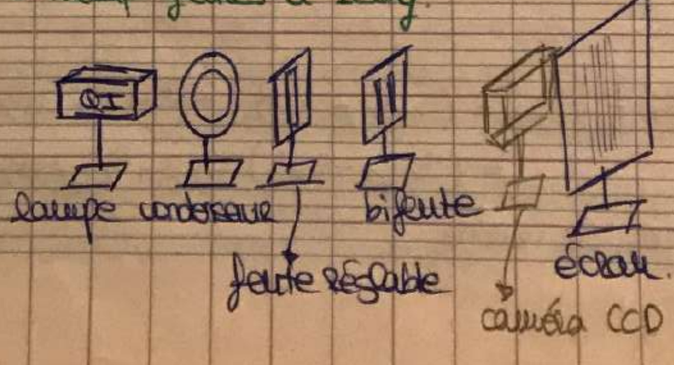
} Fentes d'Young en lumière blanche

Plan de la leçon:
- Introduction.
- I. Localisation des interférences
  - I.1. Critère de non-brouillage
  - I.2. Théorème de localisation
- II. Interféromètre de Michelson
  - II.1. Présentation du dispositif.
  - II.2. Réglage en lame d'air.
  - II.3. Réglage en coin d'air.
- Conclusion.

- Introduction.

Dans la leçon précédente, nous avons mis en évidence et étudié le phénomène d'interférences, en nous limitant au cas de deux ondes.

→ Manip fentes d'Young.



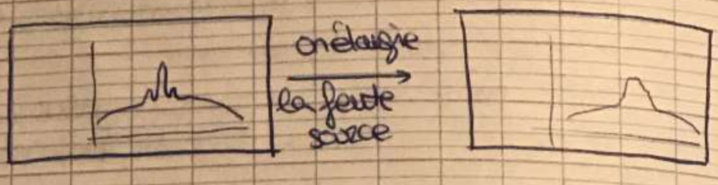
Il faut placer la fente réglable juste après le condenseur (éclairage uniforme) et après la bifente juste après la fente réglable. Être bien aligné !

Le but de la manip est de montrer que quand on élargie la fente, les interférences sur l'écran disparaissent.

Interférences non localisées dans le cas des fentes d'Young.

Contextualisation : la figure d'interférences est peu lumineuse, on veut laisser passer plus de lumière donc on élargie la fente source. → problème → il n'y a plus d'interférences.

Ce qu'on voit sur l'ordi :



Message à faire passer :
- ⊕ lumière → localisation des interf.
- ⊖ lumière → interf. non localisées.

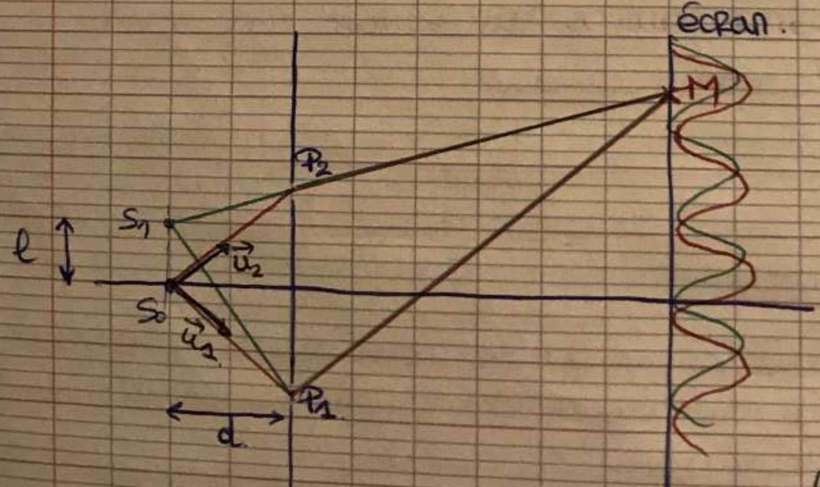
montrer diapo bulle de savon ⊕ flaque d'huile →

Pourtant, tout le monde a remarqué une fois dans sa vie les irisations d'une bulle de savon ou d'une flaque d'huile sur un parking. Ces phénomènes résultent de phénomènes d'interférences et montrent qu'il est possible d'observer des interférences avec des sources étendue (dans le cas des exemples, le soleil).

Dans cette leçon nous allons montrer comment et introduire la notion d'interféromètre à division d'amplitude. Nous nous appuierons pour cela sur un dispositif expérimental, l'interféromètre de Michelson, dont nous détaillerons le fonctionnement et quelques applications.

I. Localisation des interférences

I.1) Critère de non brouillage



$l \ll d$

$$\Delta\delta = \delta(S_1) - \delta(S_0) = (S_1P_1 - S_1P_2) - (S_0P_1 - S_0P_2)$$
$$= (S_1P_1 - S_0P_1) - (S_1P_2 - S_0P_2)$$

↳ différence de différence de marche

$$\overrightarrow{S_1P_1} = \overrightarrow{S_1S_0} + \overrightarrow{S_0P_1}$$

$$S_1P_1^2 = S_1S_0^2 + S_0P_1^2 + 2\overrightarrow{S_1S_0}\cdot\overrightarrow{S_0P_1}$$

$$S_1P_1^2 = S_0P_1^2\left(1 + \underbrace{\frac{S_1S_0^2}{S_0P_1^2} + 2\frac{\overrightarrow{S_1S_0}\cdot\overrightarrow{S_0P_1}}{S_0P_1^2}}_{\varepsilon}\right) \quad \text{où } \vec{u}_1 = \frac{\overrightarrow{S_0P_1}}{S_0P_1}$$

develop. limité car $l \ll d$.

$$S_1P_1 = S_0P_1\left(1 + \frac{1}{2}\frac{S_1S_0^2}{S_0P_1^2} + \frac{\overrightarrow{S_1S_0}}{S_0P_1}\cdot\vec{u}_1\right)$$

$$(S_1P_1 - S_0P_1) = \frac{1}{2}\frac{S_1S_0^2}{S_0P_1} + \overrightarrow{S_1S_0}\cdot\vec{u}_1$$

On fait pareil pour le deuxième terme de $\Delta\delta$.

On obtient: $\Delta\delta = \overrightarrow{S_1S_0}\,(\vec{u}_1 - \vec{u}_2) + \frac{1}{2}S_0S_1^2\left(\frac{1}{S_0P_1} - \frac{1}{S_0P_2}\right)$

ordre 2 négligeable.

$\Delta p = \frac{1}{2}$ $\quad \delta = p\lambda = \frac{1}{2}\lambda$

Pour avoir des interférences il faut que $\Delta\delta \ll \frac{\lambda}{2}$ (pour ne pas avoir de brouillage).

On fait $\Delta\delta = 0$ $\longrightarrow$ $\boxed{\overrightarrow{S_1S_0}\,(\vec{u}_1 - \vec{u}_2) = 0}$

A priori, tous les points M de l'espace ne permettent pas de vérifier ce critère. Les interférences sont alors localisées au voisinage du point M qui le permettent.

Il y a deux possibilités pour que le contraste des interférences soit préservé quand la source est élargie:

- ou bien l'élargissement se fait orthogonalement aux rayons qui interfèrent.
- ou bien les rayons qui interfèrent vérifient $\vec{u}_1 = \vec{u}_2$

• La première possibilité est contraignante sur la source. Elle concerne seulement $\overrightarrow{S_1S_0}$ et pas du tout le point d'observation: il n'y a donc pas d'effet de localisation des interférences dans ce cas. (Comme dans la manip d'introduction, c'est pour cette raison là qu'on voit des interférences avec la fente source car elle est dans la même direction que la bifente ($\perp \vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2$)

• La seconde possibilité n'est pas contraignante sur la source mais sur l'interféromètre. En effet, il n'est pas possible de vérifier $\vec{u}_1 = \vec{u}_2$ avec un interféromètre à division de front d'onde. Seul un interféromètre à division d'amplitude le permet.

I.2/ Théorème de localisation.

→ Diapo.

"Seuls les interféromètres à division d'amplitude peuvent donner lieu à l'observation ~~des~~ d'interférences contrastées produites par une source arbitrairement large. Alors, ces interférences sont localisées au voisinage des points où les rayons qui interfèrent sont issus du même rayon entrant dans l'interféromètre".

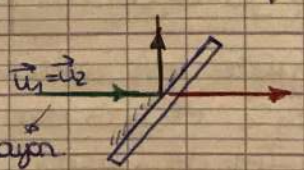
II. Interféromètre de Michelson

Conçu par Albert Michelson, nobel 1907. Cet interféromètre a été originellement conçu pour mesurer la supposée vitesse d'entraînement de l'éther, milieu dans lequel on imaginait que la lumière se propageait. Ce fut un échec qui a permis d'énoncer la loi de l'invariance de la vitesse de la lumière, qui est la base de la théorie de la relativité restreinte.

II.1/ Présentation du dispositif

Cet interféromètre est formé de:

* M_1: miroir mobile (translation selon Ox)
* M_2: miroir fixe.
* Une lame traitée sur sa face avant pour être semi-réfléchissante, appelée lame séparatrice: Forme un angle de $\pi/4$ avec M_1 et M_2
  pre de division d'amplitude:



1 seul rayon

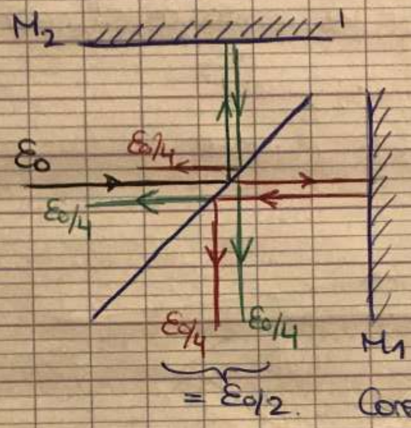
* Une lame identique mais non traitée appelée compensatrice.
  La compensatrice sert à régler la problématique de la dispersion dans le verre car son indice dépend de la longueur d'onde. En conséquence, lorsque nous avons réglé l'interféromètre à $\delta=0$ pour une longueur d'onde, ce ne serait pas le cas pour les autres et donc l'observation d'interférences en lumière blanche serait impossible sans compensatrice.
* Un verre anticalorique est placé à l'entrée de l'interféromètre. Il a pour rôle d'absorber le rayonnement IR, protégeant ainsi toute l'optique de l'interféromètre.

* Vis de réglage : déplacement de M_1, orientation M_2.

→ Division d'amplitude :

La lumière incidente suit deux trajets distincts à partir de la séparatrice.

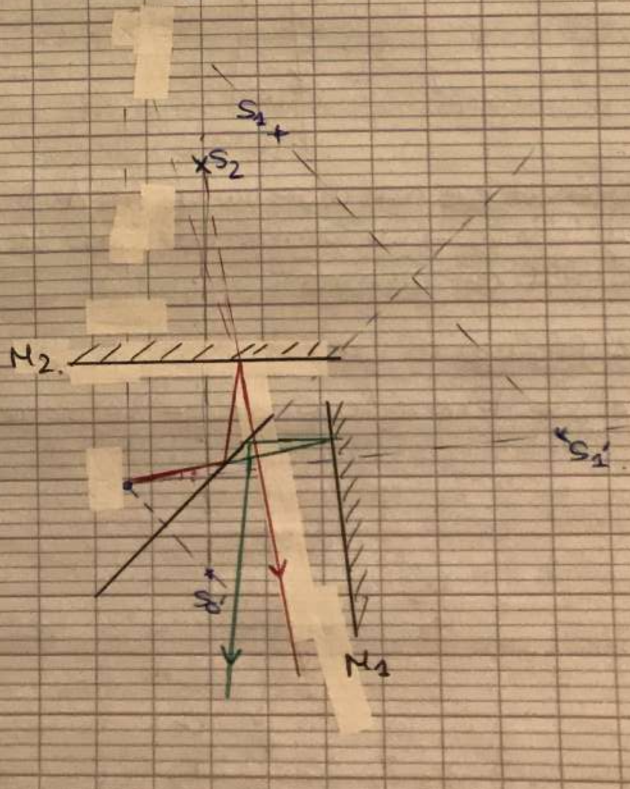
- voie 1 : la lumière est transmise par la séparatrice, réfléchie sur M_1 puis par la face arrière de la séparatrice.
- voie 2 : la lumière est réfléchie par la face avant de la séparatrice, réfléchie sur M_2 puis transmise par la lame.



La moitié de l'énergie est "perdue" par l'observateur

Conservation de l'énergie

- Construction des rayons. Cas général.



• Représentation équivalente

Il existe une façon plus simple de représenter l'interféromètre de Michelson.

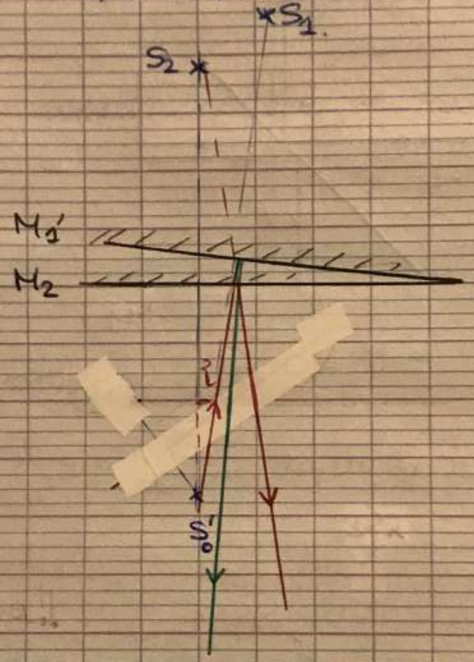
S_1' → image de S_0 par M_1

symétrie par rapport à la séparatrice : $S_1' \longrightarrow S_1$

$S_0 \longrightarrow S_0'$

Appelons M_1' l'image du miroir M_1 par cette symétrie alors le point S_1 → image de S_0' à travers M_1'.

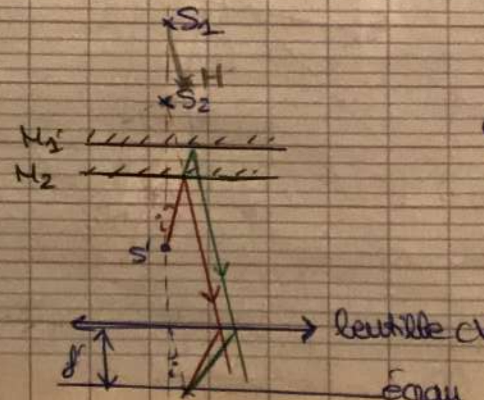
Ainsi pour connaître les sources secondaires, il n'est nécessaire de connaître que la position de S', celle de M_2 et de M_1'.



Maintenant que nous avons vu le pe de l'interféromètre, nous allons revenir à la localisation, dans le cas de deux configurations de l'interf. de Michelson.

II.2 Réglage en lame d'air

Le pe de ce réglage est que les miroirs M_1 et M_2 soit ⊥.



la figure

Les rayons sortent //
donc ~~les~~ ~~frau~~ interférences
est à l'∞.

• Différence de marche

$$\boxed{\delta = (S_1M) - (S_2M) = 2e\cdot\cos i}$$

On se place dans le plan focal image d'une lentille convergente car la figure d'interférences est localisée à l'infini.

L'éclairement en un point M de l'écran s'écrit :

$$\mathcal{E}(M) = 2\left(\frac{\mathcal{E}_0}{4}\right)(1+\cos\Delta\varphi)$$

$$\mathcal{E}(M) = \frac{\mathcal{E}_0}{2}\left(1+\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\delta\right)\right) = \frac{\mathcal{E}_0}{2}\left(1+\cos\left(\frac{4\pi e\cos i}{\lambda_0}\right)\right)$$

L'ordre d'interférences s'écrit $\boxed{p(M) = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{2e\cos i}{\lambda_0}}$

p(M) ne dépend que de i, l'inclinaison du rayon incident par rapport à la normale au miroir M_1, d'où l'expression de franges d'égale inclinaison.

Comme il y a symétrie de révolution autour de S_1S_2, la figure est constituée d'anneaux concentriques.

Nous pouvons alors calculer le rayon des anneaux brillants.

La relation trouvée auparavant montre que l'ordre d'interférences est une fonction décroissante de i. La valeur maximale est donc réalisée au centre de la figure d'interférences pour $i=0$.

On voit que $\tan i = \frac{r}{f'} \rightarrow r \approx f'\cdot i \rightarrow i \approx \frac{r}{f'}$

Les anneaux brillants correspondent à un ordre d'interférences entier, donc $p = \frac{2e\cos i}{\lambda_0}$ entier

Premier anneau brillant (en le comptant à partir de 0) correspond à p_0, deuxième anneau $p_0 - 1$. Le m-ième anneau brillant correspond à $p_0 - m + 1$.

Donc $p_0 - m + 1 = \frac{2e\cos i}{\lambda_0} \approx \frac{2e}{\lambda_0}\left(1 - \frac{i^2}{2}\right) = \frac{2e}{\lambda_0}\left(1 - \frac{r^2}{2f'^2}\right)$

On en déduit le rayon du m-ième rayon brillant.

$$\boxed{r_m = f'\sqrt{2\left(1 - \frac{\lambda_0}{2e}(p_0 - m + 1)\right)}}$$

r_m est d'autant plus grand que m est petit

On voit aussi que si e diminue, un anneau donné rétrécit et finit par disparaître au centre de la figure.

Si $e=0$ CONTACT OPTIQUE. S_1 et S_2 coïncident, M_2 et M_1 aussi
– observation d'un éclairement uniforme. Teinte plate.

Applications:

- Spectroscopie

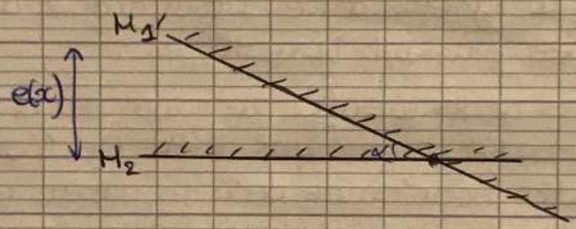
→ mesure doublet de sodium (trouver $\Delta\lambda$)

phénomène des battements !!

- Trouver l'indice de réfraction d'un milieu

II.3. Réglage en coin d'air

M_1 et M_2 forment un angle α très petit !



$\times S$

π désigne le plan de localisation des franges. Si α est faible, π est pratiquement confondu avec les plans limitant le coin d'air

Les interférences sont alors localisées au voisinage des miroirs.

- Différence de marche :

$\tan\alpha = \frac{e(x)}{x} \xrightarrow{\alpha \ll 1} \alpha \approx \frac{e(x)}{x}$

Donc $\boxed{\delta \approx 2e(x) \approx 2\alpha x}$

Éclairement résultant : $\underset{x}{\mathcal{E}(M)} = \frac{\mathcal{E}_0}{2}\left(1+\cos\left(\frac{4\pi\alpha x}{\lambda_0}\right)\right)$

Il ne dépend que de x : on obtient alors des franges de même épaisseur (rectilignes).

$\boxed{p(M) = \frac{2\alpha x}{\lambda}}$ et $\boxed{i = \frac{\lambda_0}{2\alpha}}$

Applications :

- Planéitisme des miroirs, usinage des miroirs.

$$\text{précision} = \frac{\lambda/2}{\text{rapport signal/bruit}} \quad \text{rapport signal/bruit} \approx 100.$$

- Trouver la valeur d'un indice de réfraction.

On revient alors sur les diapos de l'intro (Interférences localisées sur la bulle de savon et flaque d'huile)

- <u>Conclusion</u>

→ Plus de lumière mais prix à payer → interférences localisées.
→ Spectrométrie de haute résolution : Fabry-Perot.
Plus précis mais par contre il faut connaître à peu près la longueur d'onde qu'on veut trouver car c'est une cavité et on sait qu'une cavité est réglée pour une longueur d'onde.