

Michelson – notes

(1881 et 1887 Michelson-Morley)=>avant : expériences historiques pour montrer le caractère ondulatoire de la lumière => l'interférométrie devient un outil d'analyse puissant.

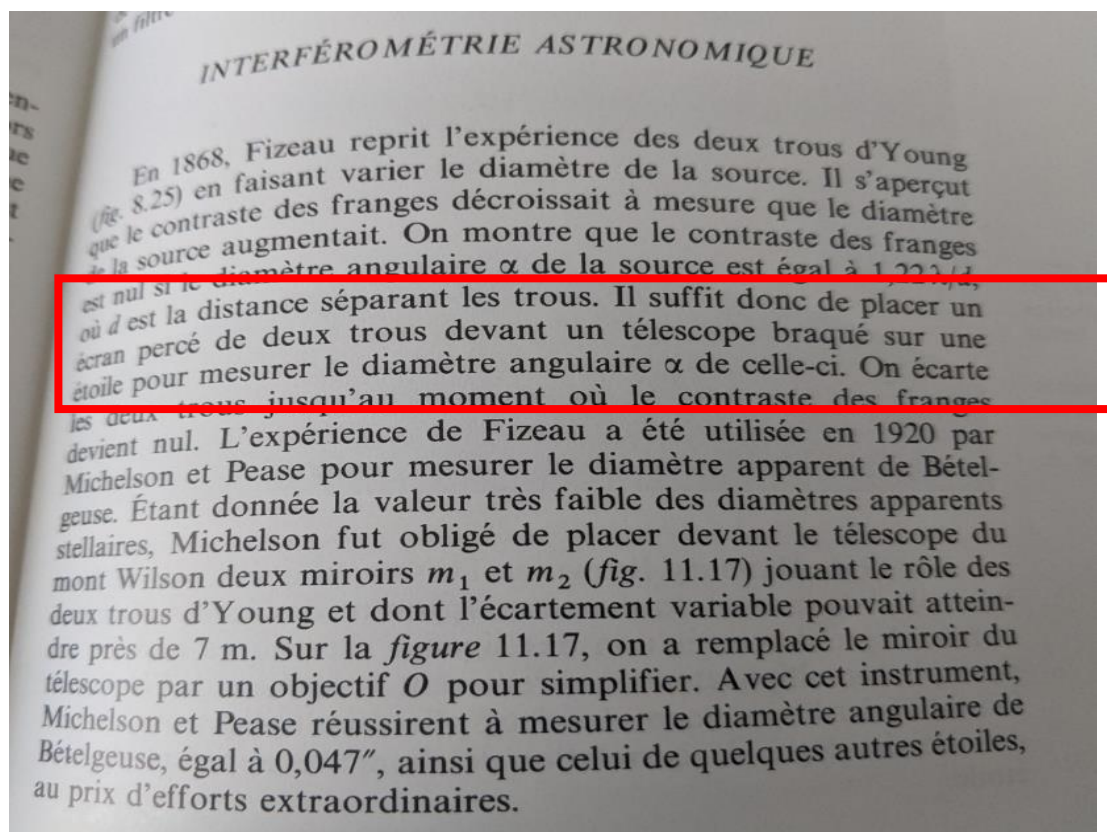
Historique : jusqu'au XIX^{ème} siècle, on ne pensait pas que les ondes puissent se propager dans le vide (mais dans l'éther : comme Young, Huygens et Fresnel). EN 1879, Maxwell suggère une méthode pour déterminer la vitesse de déplacement du système solaire par rapport à l'éther. Michelson reprend l'idée : puisque la vitesse de la lumière par rapport à l'éther est constante et que la Terre est en mouvement par rapport à l'éther, la vitesse de la lumière mesurée par rapport à la Terre doit dépendre de ce mvt relatif de la Terre dans l'éther. => il crée l'interféromètre à deux voies, pour mesurer le déplacement du système de franges, dépendant de l'orientation du dispositif. Mais il n'y a pas de résultats (un échec pour Michelson). Pourtant, cela a permis en 1905 à Einstein d'interpréter ces résultats négatifs comme postulat de sa théorie de la relativité restreinte : la vitesse de la lumière dans le vide est indépendante de la vitesse de la source qui l'émet.

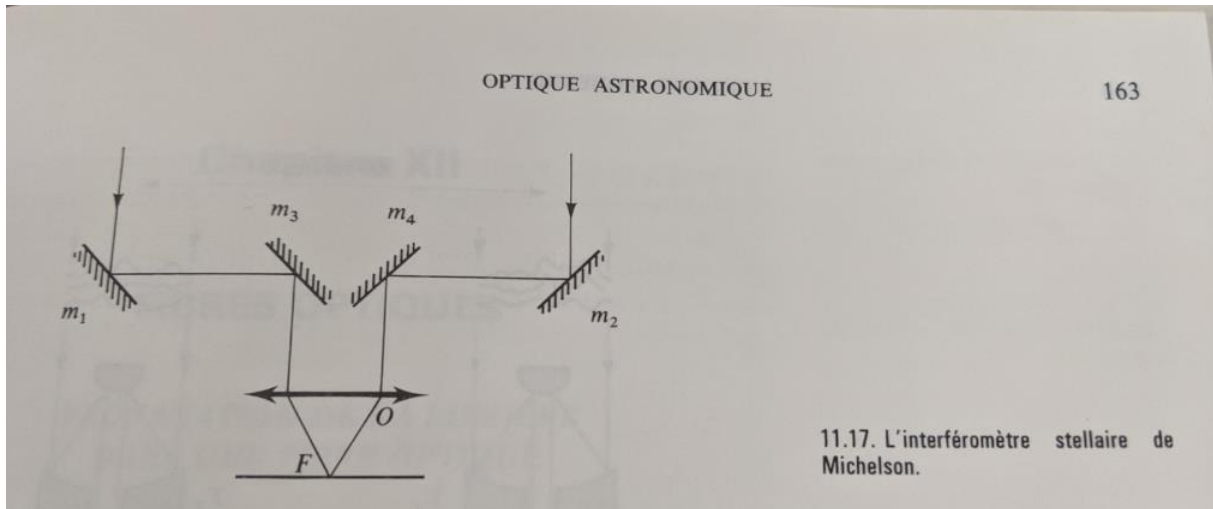
Définition : interféromètres sont des dispositifs qui permettent de déterminer avec une très grande précision les distances ou variations de distance par comptage ou défilement d'un nombre de franges d'interférences.

Michelson utilise la raie du rouge du Cadmium Cd (fine spectralement). => prix Nobel de physique en 1907, pour la mesure du mètre étalon de Sèvres en nombre de longueur d'onde de cette raie.

Il développe aussi l'interférométrie stellaire, pour déterminer le diamètre apparent (de l'étoile géante de Bételgeuse).

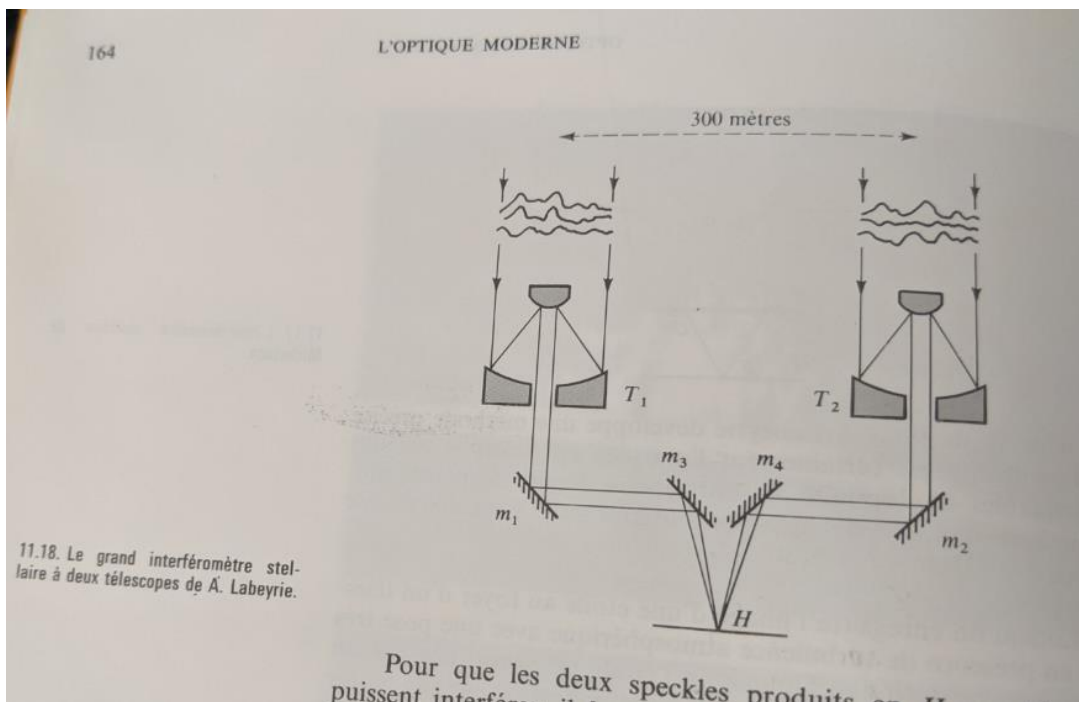
⇒ Application du michelson : développer le concept (p189)





11.17. L'interféromètre stellaire de Michelson.

Amélioration de l'idée : par Labeyrie (à partir de 1966), basé sur le speckle et en utilisant 2 télescopes.

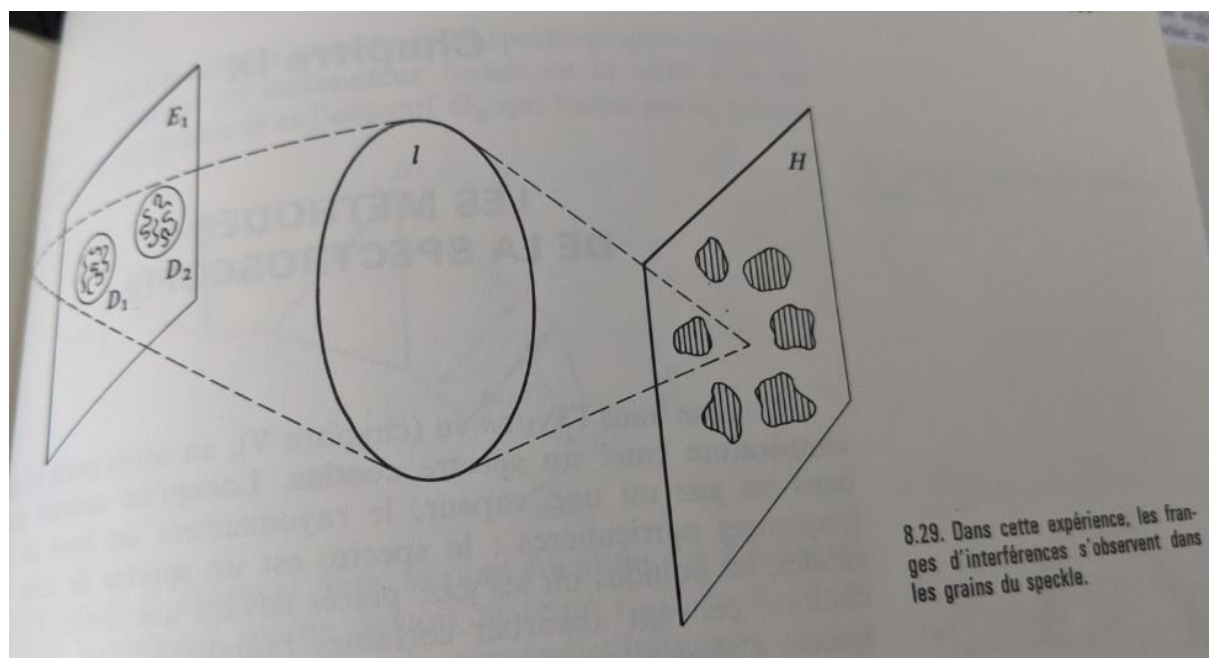
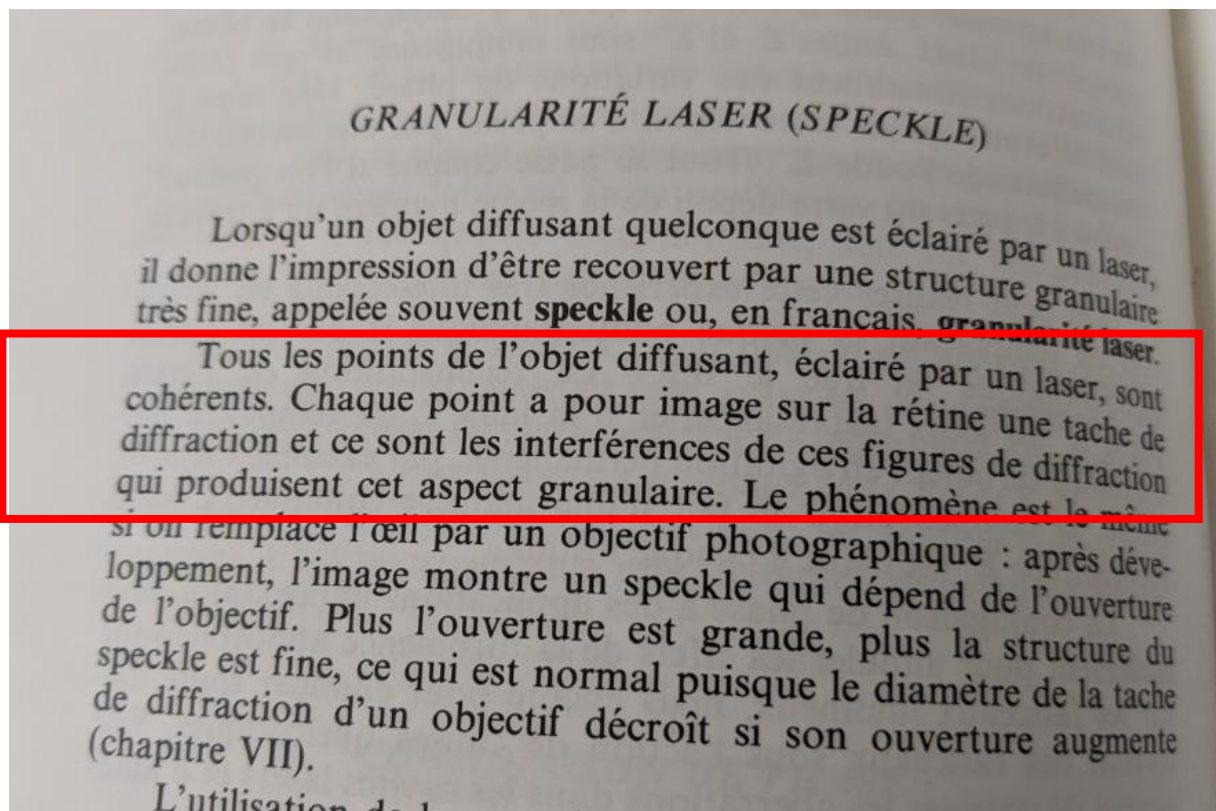


11.18. Le grand interféromètre stellaire à deux télescopes de A. Labeyrie.

Pour que les deux speckles produits en H puissent interférer, il faut que la différence de marche des deux trajets $T_1 m_1 m_3 H$ et $T_2 m_2 m_4 H$ soit petite par rapport à la longueur de cohérence des vibrations émises par l'étoile. Ceci est rendu possible grâce aux filtres interférentiels monochromatiques qui filtrent la lumière de l'étoile. Malgré la réduction de lumière produite par ces filtres, la haute sensibilité des récepteurs électroniques modernes permet de détecter les franges. La figure 11.19 montre le grand interféromètre stellaire de Labeyrie au CERGA, dans les Alpes du Sud, près de Grasse. Une distance de 65 m entre les deux télescopes donne la possibilité de mesurer des diamètres apparents de $0,00002''$. La base de 300 m réalisée par

Pour que les deux speckles produits en H par T_1 et T_2 puissent interférer, il faut que la différence de marche des deux trajets $T_1 m_1 m_3 H$ et $T_2 m_2 m_4 H$ soit petite par rapport à la longueur de cohérence des vibrations émises par l'étoile. Ceci est rendu possible grâce aux filtres interférentiels monochromatiques qui filtrent la lumière de l'étoile. Malgré la réduction de lumière produite par ces filtres, la haute sensibilité des récepteurs électroniques modernes permet de détecter les franges. La figure 11.19 montre le grand interféromètre stellaire de Labeyrie au CERGA, dans les Alpes du Sud, près de Grasse. Une distance de 65 m entre les deux télescopes donne la possibilité de mesurer des diamètres apparents de $0,00002''$. La base de 300 m réalisée par

Définition du speckle



(Avec les deux télescopes, Labeyrie fait interférer les tâches de speckles, et observent des interférences, qui dépendent de l'écartement entre D1 et D2.

Retour sur l'interféromètre de Michelson

Avantages par rapport aux interféromètres par division de front d'onde :

- + franges très lumineuses
- + grandes différences de marches optiques réalisables

Applications :

- analyse spectrale d'une raie quasi monochromatique
- contrôle de l'état de surface (jusqu'à $\lambda/60$)
- réglages de distances (ou de machines à outils par exemple), à $0.2\mu\text{m}$ de précision
- mesure d'un indice de réfraction
- mesures de l'épaisseur d'une lame de verre à faces parallèles.

Le dispositif :

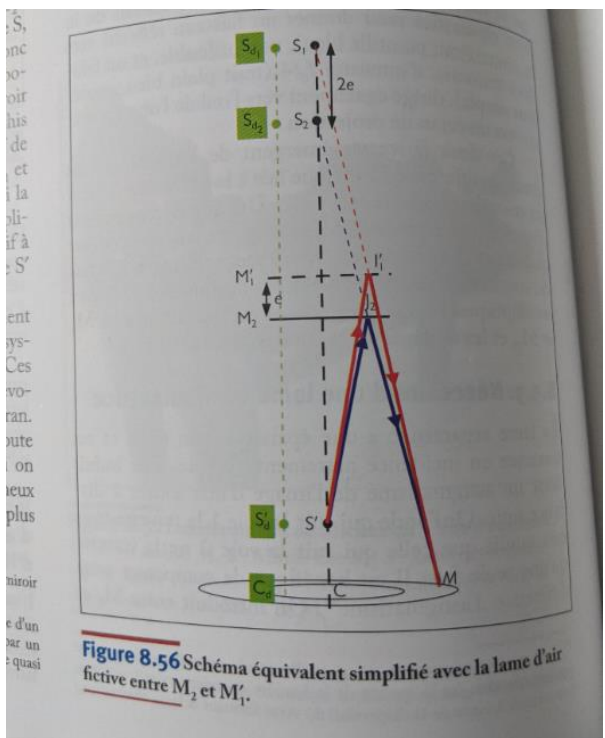
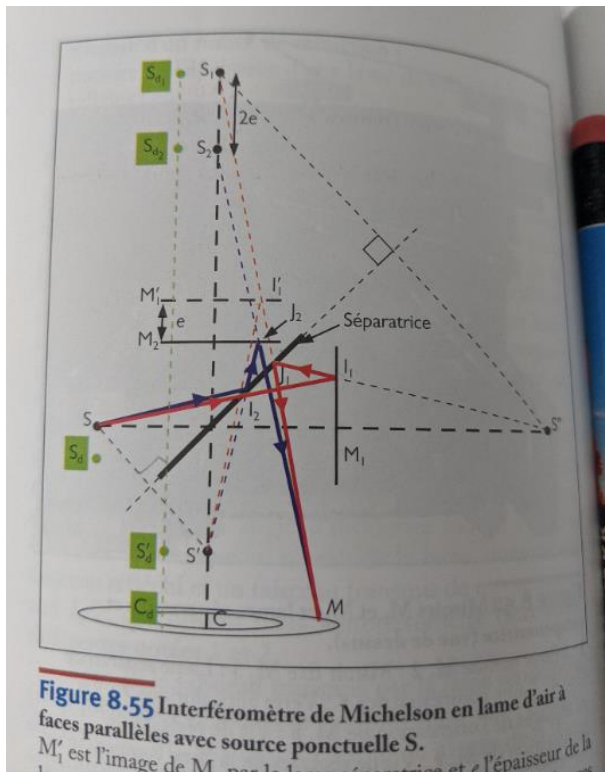
-nécessite une compensatrice pour compenser l'astigmatisme (incidence oblique par rapport à la séparatrice), à placer sur la voie 2 (la voie réfléchie) \Rightarrow séparatrice + compensatrice = une séparatrice infiniment mince, idéale.

1. Interféromètre de Michelson en lame d'air = frange d'égale inclinaison (cercles), ou franges de Haidinger,
 - a) Lame d'air équivalente + source ponctuelle = anneaux

M_1/M_2 à un angle $\alpha < 10^{-5}$ rad.

se entre le miroir M_2 et l'image virtuelle M'_1 du miroir M_1 par la séparatrice (figure 8.56). Les rayons réfléchis par cette lame d'air fictive se coupent en un point M de l'écran en provenant des deux sources secondaires S_1 et S_2 , images respectives de S' par M'_1 et M_2 . Même si la lame séparatrice sépare le faisceau incident en amplitude, on est ramené à la configuration d'un dispositif à division du front d'onde, car les deux rayons issus de S' sont émis selon des directions différentes.

Donne des anneaux, non localisés si source ponctuelle, mais localisés à l'infini pour un non brouillage du contraste, dès qu'on a une source étendue.



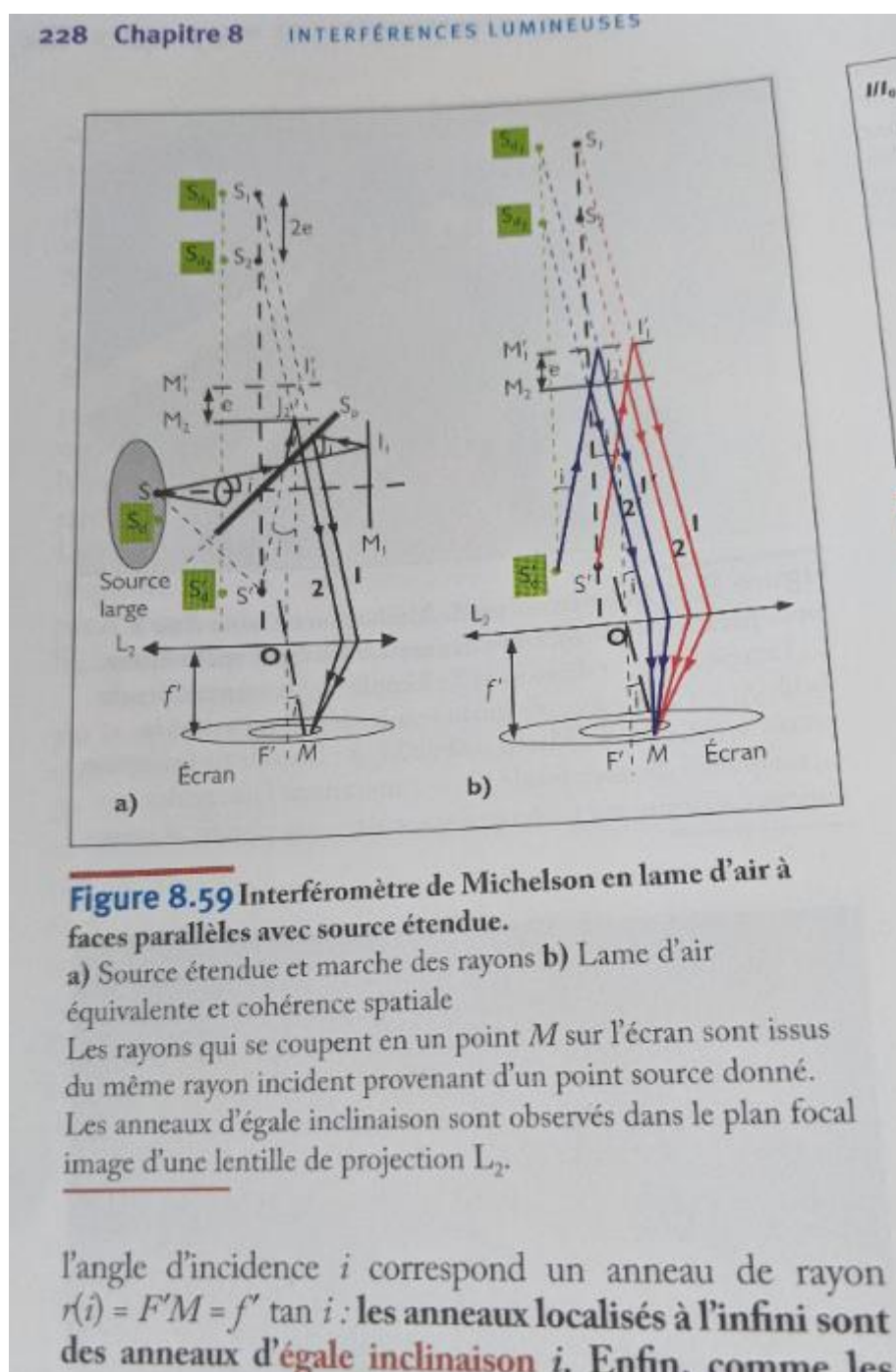
Equivalent à 8.56 => quand on ouvre le diaphragme de la source, les points sources sont incohérents, le contraste diminue mais la luminosité augmente (le deuxième point source S_d donne un système de franges centrées en C_d), et les franges se brouillent quand C_d coïncide avec le minimum du système de franges centrées sur C .

b) lame d'air équivalente + source étendue

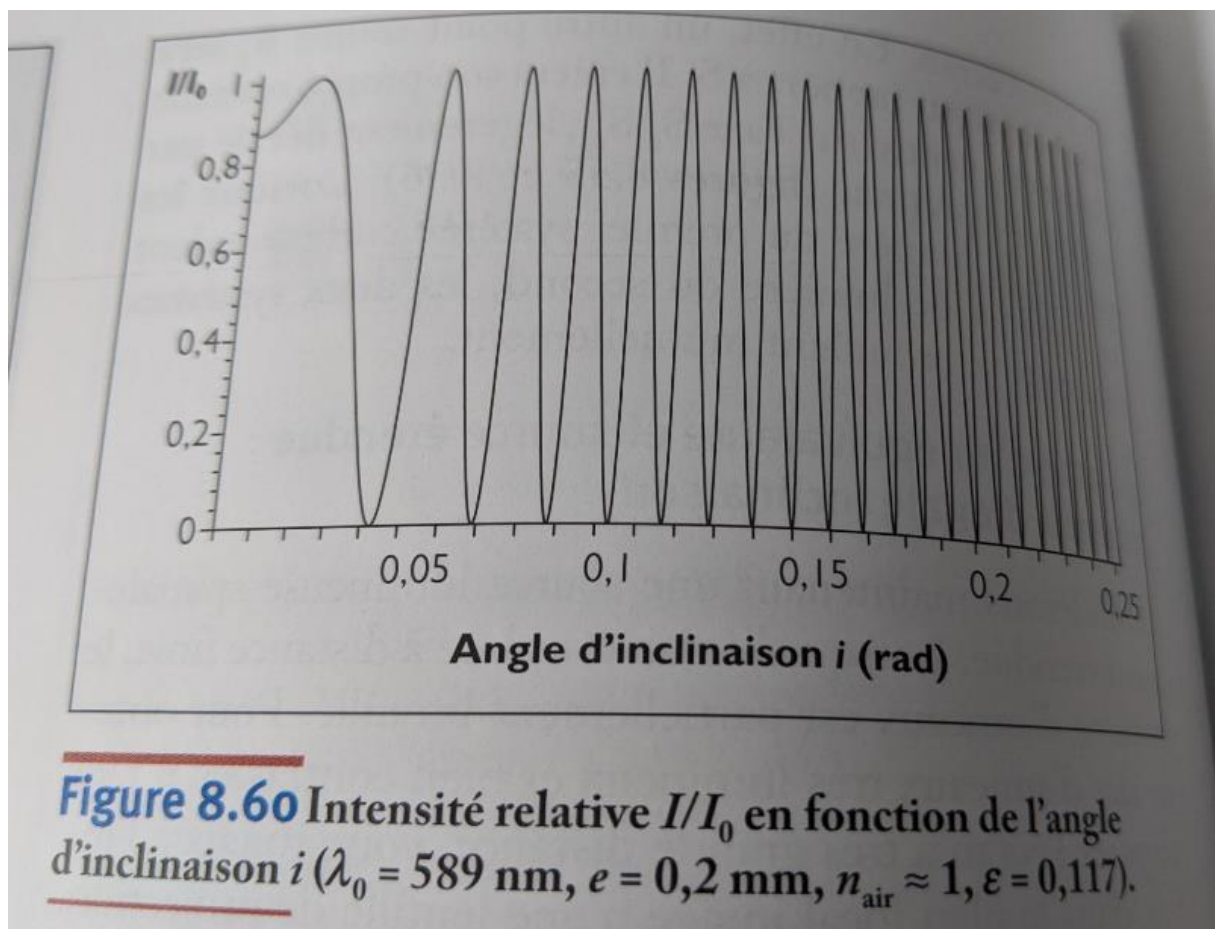
Les franges d'interférences en configuration lame d'air sont localisées à l'infini. Pour éviter de voir un système de franges brouillées quand la source est étendue, on image à l'infini, ou au point focal d'une lentille CV de grande focale (typiquement 1m), assez proche de la sortie de l'interféromètre, pour qu'elle ne limite pas le champ

Expérimentalement : pour avoir une source incohérente, une lentille fortement convergente image le tube de la lampe à sodium sur le miroir M1 mobile.

Pour observer beaucoup d'anneaux, la source doit avoir une grande ouverture angulaire ! On utilise donc une lentille fortement CV qu'on place contre l'entrée de l'interféromètre, et on place la source (lampe à sodium) telle que l'image de son tube soit formée en M1.



Différence de marche $\delta_{\text{géométrique}} = 2 n_{\text{air}} e \cos(i)$



Intensité sur l'écran $I(M) = I_0/2 (1 + \cos(4 \pi e \cos(i) / \lambda))$ avec $\lambda = \lambda_0/n_{\text{air}}$

Calcul du rayon des anneaux brillants :

du centre,

c) Calcul du rayon des anneaux brillants

L'ordre d'interférence en M vaut :

$$p(M) = \frac{\delta_{geo}(M)}{\lambda_0} = \frac{2e \cos i}{\lambda}$$

$p(M)$ est maximum au centre F' des anneaux ($i = 0$) puis diminue à mesure que i augmente.

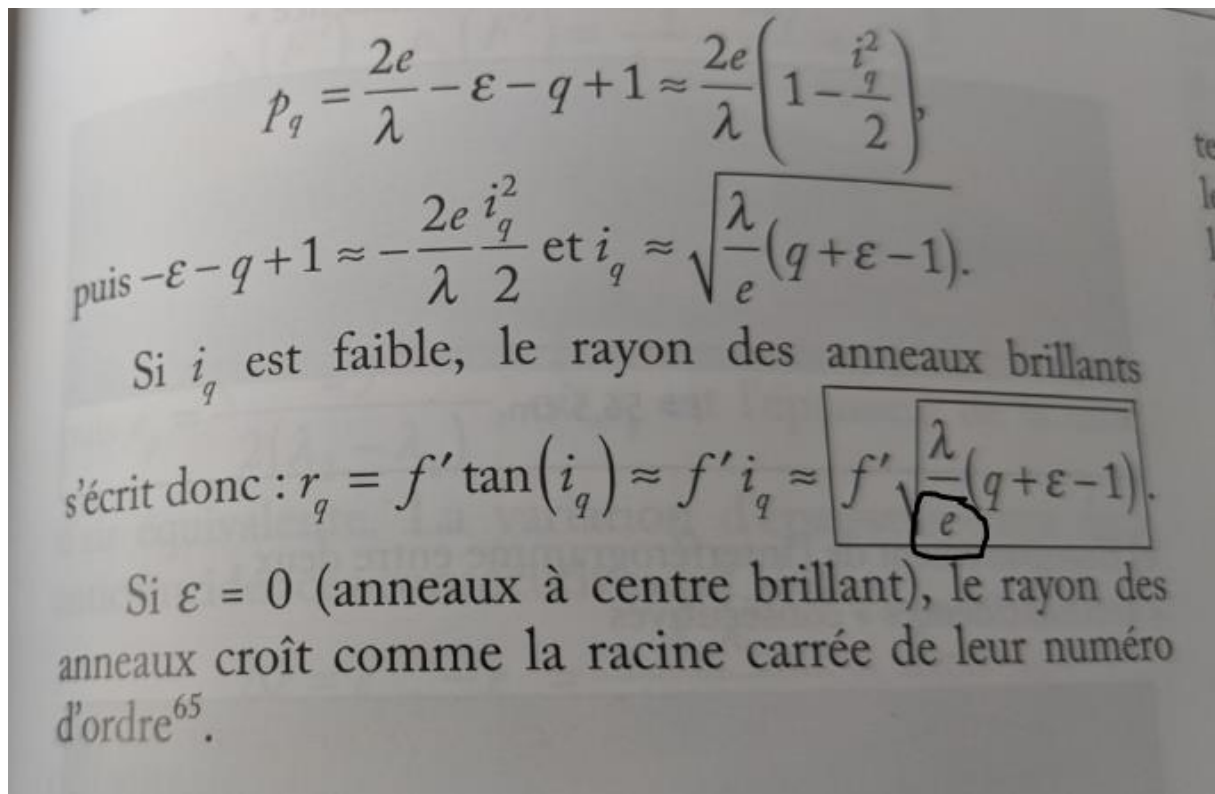
On pose $p(F') = \frac{2e}{\lambda} = E\left(\frac{2e}{\lambda}\right) + \varepsilon$, où $E(\)$ est la fonction partie entière, qui donne le nombre entier le plus proche par valeur inférieure, et $\varepsilon \in [0, 1[$ un nombre compris entre 0 et 1 appelé **excédent fractionnaire**.

Le premier anneau brillant correspond à $p_1 = E\left(\frac{2e}{\lambda}\right)$, le second à $p_2 = p_1 - 1$ et le $q^{\text{ème}}$ à $p_q = p_1 - q + 1 = E\left(\frac{2e}{\lambda}\right) - q + 1 = \frac{2e}{\lambda} - \varepsilon - q + 1$

On a donc $p_q = \frac{2e}{\lambda} - \varepsilon - q + 1 = \frac{2e \cos(i_q)}{\lambda}$, où i_q est l'angle d'incidence sur la lame équivalente associé au $q^{\text{ème}}$ anneau brillant.

Si i_q est suffisamment petit⁶⁴, $\cos(i_q) \approx 1 - \frac{i_q^2}{2}$, soit

⁶⁴. Pour que la lentille de projection L_2 soit utilisée dans les conditions de Gauss.



Rayon $\sim 1/\sqrt{e}$ \Rightarrow se resserre quand e augmente. Et r_q varie en \sqrt{q} .

En translatant M1, on peut atteindre de grande différence d'emphase (comparé aux dispositifs à division de front d'onde), mais c'est limité par la longueur de cohérence de la source (sa pureté spectrale) \Rightarrow longueur cohérente $= c \cdot \text{temps cohérent} = c / \Delta \nu$. Avec un filtre interférentiel, pour le sodium, on peut avoir $l_c \sim 5\text{mm}$.

(filtre interférentiel typiquement 10nm à 0.5 Å)

Dans tous les cas, on peut transformer τ en une LONGUEUR, longueur à utiliser longitudinalement (alors que les aspects de cohérence spatiale concernaient essentiellement l'étendue transverse de la source) :

$$L_{\text{coh}} = c\tau = c/\Delta\nu = cN/\nu = N\lambda = \text{finesse} \times \text{longueur d'onde}$$

Des valeurs typiques sont donc :

- | | |
|------------------|---|
| • corps noir | $L \sim \lambda \sim 1 \mu\text{m}$ (dont lampe tungstène, soleil) |
| • LED | $L \sim 20$ à $40 \lambda \sim 10 \mu\text{m}$ |
| • Lampe à vapeur | $L \sim 1\text{mm}$ à qqs cm (20 cm) |
| • Laser | $L \sim 30 \text{ cm}$ à $3 \cdot 10^5$ voire $3 \cdot 10^9 \text{ m}$ (3 millions de km \rightarrow 10s) |

Remarque : interférences non localisées à deux ondes totalement cohérentes – dispositifs à division du front d'onde (deux sources « filles »)

8.3.3. Allure générale des franges d'interférences

D'après la formule fondamentale des interférences, les surfaces d'égale intensité sont des surfaces d'égale différence de marche optique $\delta(M)$. On suppose que le milieu de propagation est homogène d'indice n , et qu'il n'existe pas de déphasage supplémentaire ($\delta_{ij} = 0$).

$$\begin{aligned}\delta(M) &= \delta_{\text{opt}}(M) = (SS_2M) - (SS_1M) \\ &= (SS_2) + (S_2M) - (SS_1) - (S_1M) \\ &= (SS_2) - (SS_1) + n[S_2M - S_1M]\end{aligned}$$

Une propriété importante des chemins optiques (SS_1) et (SS_2) est qu'ils ne dépendent pas du choix des rayons allant de S à S_1 ou de S à S_2 . Par conséquent, les lieux d'égale intensité sont tels que :

$$\delta(M) = \text{constante} \Leftrightarrow S_2M - S_1M = \text{constante'}$$

Mathématiquement, cette équation est celle d'un hyperboloïde de foyers S_1 et S_2 , surface obtenue par la révolution d'une hyperbole autour de l'axe S_1S_2 . À chaque valeur de $\delta(M)$ correspondent une constante et un hyperboloïde donnés.

Le système de franges d'interférences constitue un réseau d'hyperboloïdes de foyers S_1 et S_2 (figure 8.20). Un écran placé parallèlement à S_1S_2 coupe ce réseau

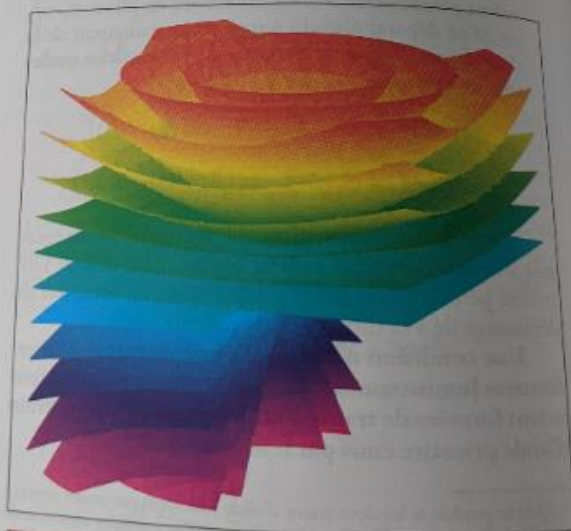


Figure 8.20 Hyperboloïdes de révolution de foyers S_1 et S_2 représentant les lieux d'égale intensité dans l'espace (dans la moitié inférieure, une coupe dans un plan parallèle à S_1S_2 a été effectuée).

8.3 INTERFÉRENCES NON LOCALISÉES

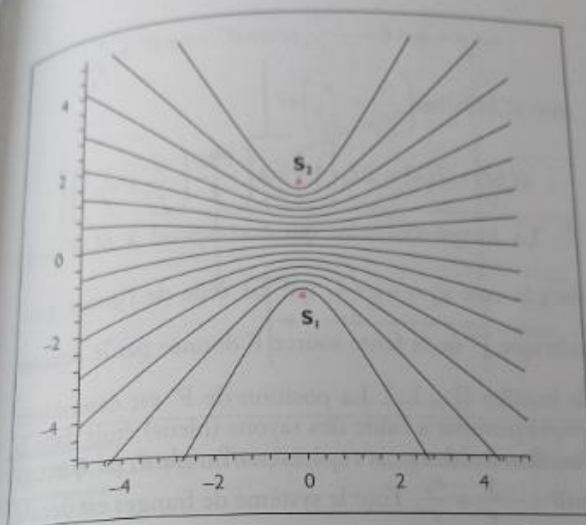


Figure 8.21 Franges d'interférences observées sur un écran parallèle au segment S_1S_2 . Les franges sont quasi rectilignes entre S_1 et S_2 , puis s'incurvent progressivement.

en un système de franges quasi rectilignes au voisinage du plan médiateur de S_1S_2 (figure 8.21). Si l'écran est perpendiculaire à S_1S_2 , il coupe le réseau en un système d'anneaux concentriques centrés sur l'axe S_1S_2 .

Tableau 8.1

Caractéristiques comparées des franges obtenues avec l'interféromètre de Michelson réglé en lame d'air et avec un dispositif à division du front d'onde.

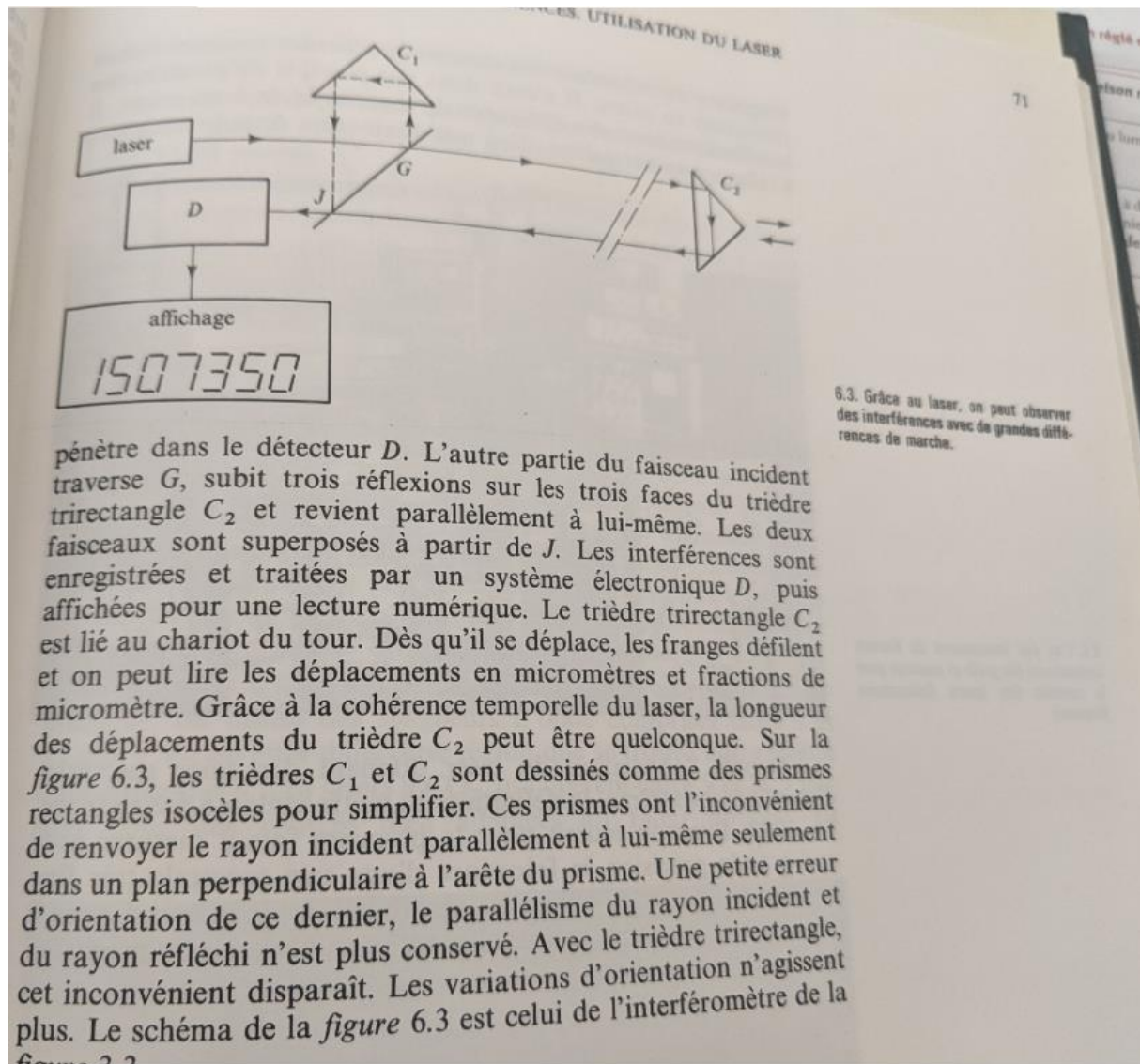
	Dispositif à division du front d'onde Ex. : fentes d'Young	Interféromètre de Michelson réglé en lame d'air
Source quasi ponctuelle	Franges d'interférences nettes mais peu lumineuses dans tout le champ d'interférences Franges non localisées	Franges d'interférences nettes mais peu lumineuses dans tout le champ d'interférences Franges non localisées
Source étendue	Contraste qui diminue globalement à mesure que l'étendue de la source augmente. Longueur de cohérence spatiale finie	Franges bien contrastées et lumineuses à distance infinie, partiellement brouillées à distance finie Franges localisées à l'infini, longueur de cohérence spatiale infinie

Applications du michelson en lame d'air:

-Reposent sur le principe d'un défilement d'un grands nombres de franges d'interférence devant un détecteur

+deux grands principes

a) La métrologie



⇒ Placement de la machine-outil (fixé à l'un des trièdres) à une précision d'une fraction de λ (utilisation en industrie)

b) La spectroscopie interférentielle

a. mesure d'écart de deux raies

Par exemple : le doublet jaune du mercure

b. mesurer la longueur de cohérence d'une raie quasi monochromatique

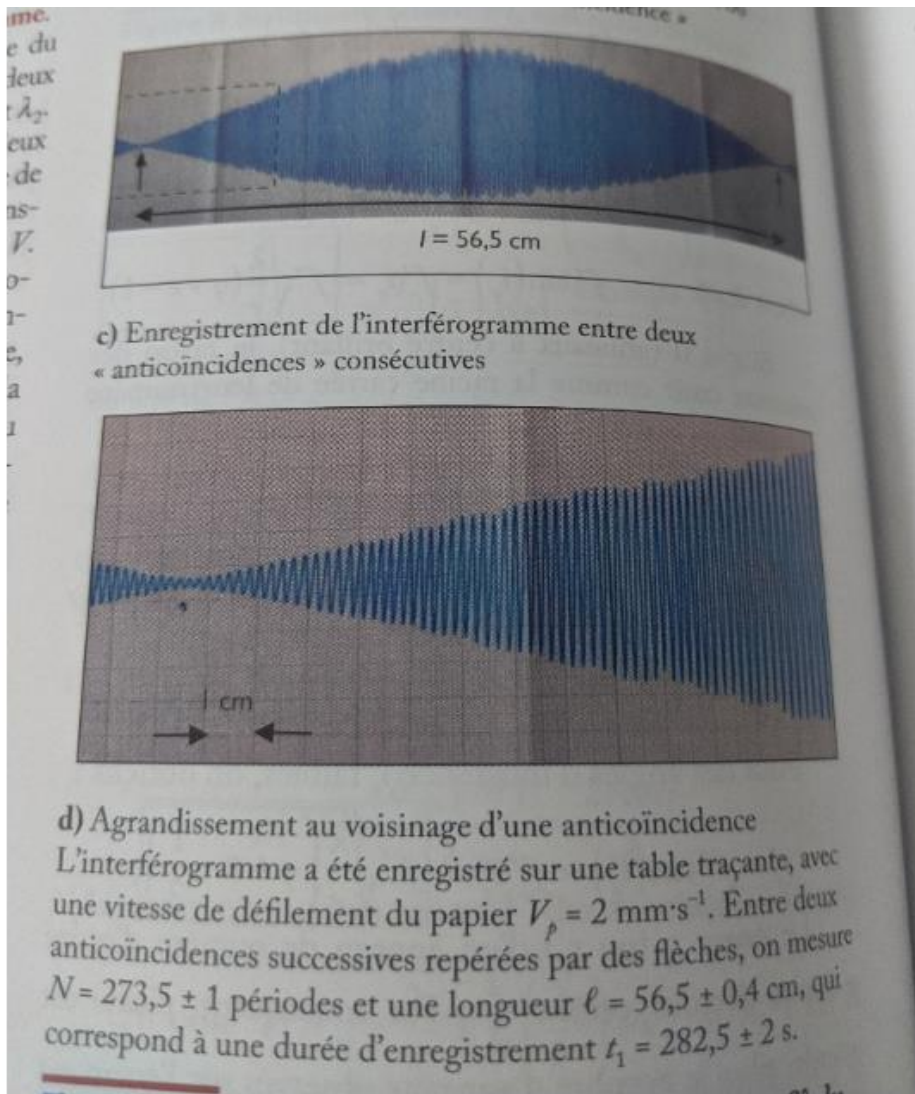
c. accéder au profil spectral d'une radiation lumineuse par TF inverse

⇒ enregistrement d'un interférogramme

Expérience : Par la mesure du doublet de la raie du mercure

M1 est déplacé à une vitesse V par un moteur. \Rightarrow les deux systèmes de franges, issues des deux raies incohérentes, sont superposés et donnent lieu à un phénomène de battements d'amplitude, caractéristique de la succession de coïncidence et anticoïncidence des deux systèmes de franges.

Expérimentalement, on place une photodiode au foyer de la lentille L2, et on enregistre entre deux antioïncidences.



+ Calcul de la longueur d'onde moyenne : $\lambda_m = (\lambda_1 + \lambda_2) / 2$ = en comptant le nombre de franges entre deux antioïncidences et la distance parcourue par le miroir M1 entre ces deux coïncidences

Défilement de N franges : correspond à une variation d'ordre d'interférence

$$\Delta p = 2 \Delta e / \lambda_m = 2 V \cdot t_1 / \lambda_m = N$$

V = vitesse du moteur de translation de M1, de 1mm par heure = 1 tour de vernier, soit 0.5mm par 30min = $1 \text{ mm} / \text{h} = 2.78 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}$

t_1 = durée d'enregistrement = longueur de l'enregistrement sur le papier / Vitesse translation du papier enregistreur = 282s avec ici ($\ell = 56.6 \text{ cm}$ et $V_p = 2 \text{ mm/S}$)

On a donc : $\lambda_m = 2 V \cdot t_1 / N = 574 \text{ nm}$

+ calcul de $\Delta \lambda$:

tabulée

Calcul de $\delta\lambda$

Une antioincidence correspond à un brouillage mutuel des deux systèmes d'anneaux : un anneau brillant dans le premier système correspond à un anneau sombre dans le second, ou vice versa. Les ordres d'interférences au centre F' des anneaux diffèrent alors d'un entier + 1/2 pour les deux radiations. Pour une antioincidence de numéro d'ordre q , on a :

$$P_1(F') - P_2(F') = \frac{2e_q}{\lambda_1} - \frac{2e_q}{\lambda_2} = q + \frac{1}{2}$$

$$\text{d'où } 2e_q(\lambda_2 - \lambda_1) = \left(q + \frac{1}{2}\right)\lambda_1\lambda_2$$

puis $e_q = \frac{\left(q + \frac{1}{2}\right)\lambda_1\lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)}$, où e_q est l'épaisseur de la lame d'air équivalente. La variation d'épaisseur entre deux antioincidences consécutives est alors :

$$\Delta e = e_{q+1} - e_q = \frac{\lambda_1\lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)} \approx \frac{\lambda_m^2}{2\delta\lambda}$$

Or $\Delta e = Vt_1$, d'où :

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_m^2}{2Vt_1} = \frac{(574 \cdot 10^{-9})^2}{2 \times 2,78 \cdot 10^{-7} \times 282,5} = 2,10 \text{ nm}$$

En supposant V parfaitement connue, on a

$$\frac{\Delta\delta\lambda}{\delta\lambda} = 2 \frac{\Delta\lambda_m}{\lambda_m} + \frac{\Delta t_1}{t_1} = 2 \times 0,01 + 7 \cdot 10^{-3} = 2,7 \%,$$

soit $\delta\lambda = 2,10 \pm 0,06 \text{ nm}$ (contre 2,11 nm pour la valeur tabulée).

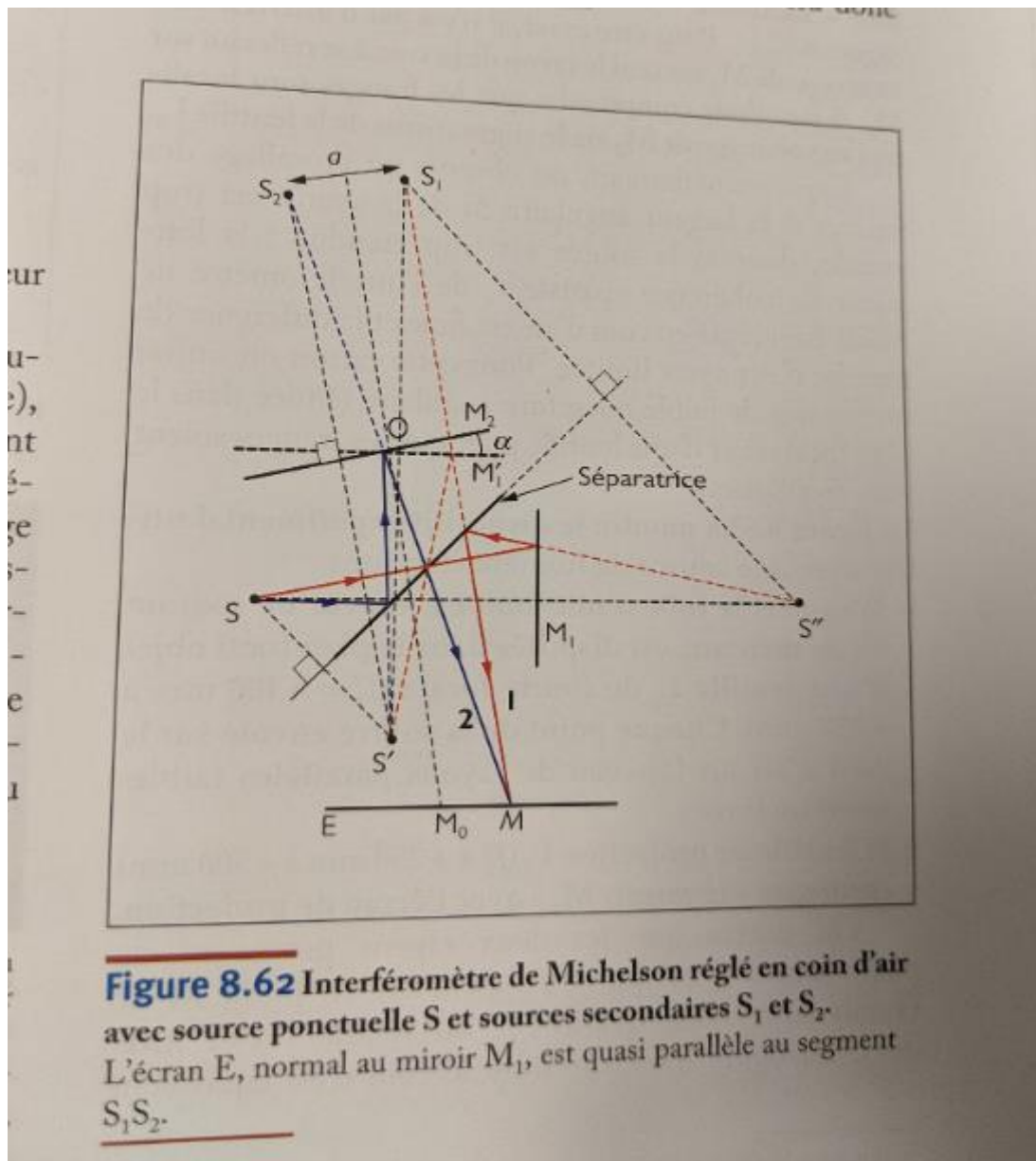
Pour le doublet jaune du sodium, l'écart est beaucoup plus faible ($\delta\lambda = 0,597 \text{ nm}$ pour la valeur tabulée), et le nombre N de franges beaucoup plus important (de l'ordre de 10^3). Le recours à une interface numérique de type *Caliens* ou *Latispro* ainsi qu'à un comptage numérique des franges s'avère indispensable. En translatant le miroir M_1 sur des durées beaucoup plus importantes, on peut enregistrer un interférogramme complet, comportant une quinzaine d'antioincidences de

Attention : il peut y avoir des limitations dues au chariot et à l'irrégularité de mvt de translation.

NB : contact optique $e < 5 \mu\text{m}$

2.

Interféromètre en coin d'air - franges d'égalles épaisseur - franges de Fizeau



Incidence quasi-normale (on met un condenseur pour avoir des rayons d'entrée parallèles)

$$\Delta_{\text{geo}} = 2 n_{\text{air}} e(x) = 2 n \alpha x$$

$$\Rightarrow \text{interfrange} = i = \lambda / 2 \alpha$$

3. Interférences de deux ondes

Remarque : temps de réponse du détecteur $\Rightarrow 0.06\text{s}$ pour l'œil, 10^{-6}s à 10^{-10}s pour une cellule photovoltaïque ou un photomultiplicateur

T = période de l'onde lumineuse $\sim 10^{-14} \ll t_{\text{coherent}} = 10^{-11}\text{s}$ pour une source « classique », typiquement 10^{-8}s pour un laser (100 MHz) $\ll t_{\text{reponse}} \text{ détecteur}$

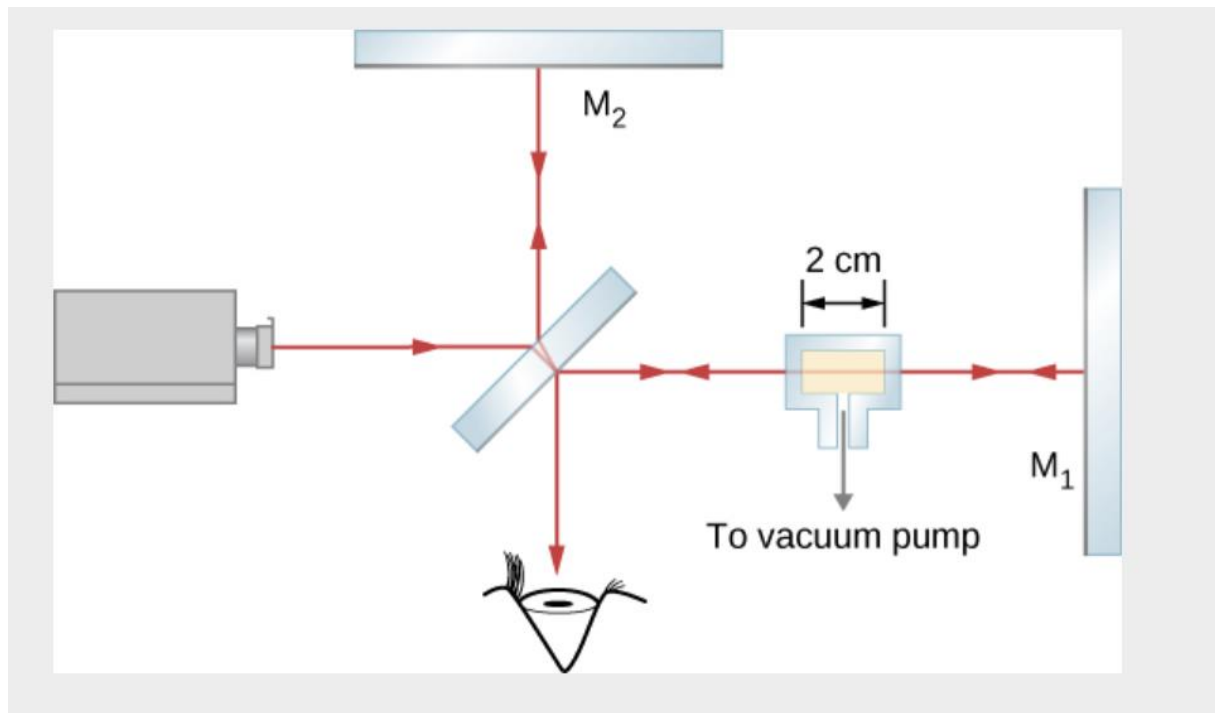
Le détecteur moyenne donc le signal reçu « instantanément »

Œil sensible qu'au carré de la norme du champ.

Idées de questions

Exemple de mesures ?

- 1. mesure d'indice d'un gaz ?



<https://openstax.org/books/university-physics-volume-3/pages/3-5-the-michelson-interferometer>

Décalage de franges => :

Soit on compte de combien se sont déplacé les franges (en remplissant lentement la cellule de gaz)

Soit en utilisant une lumière blanche pour facilement retrouver la frange 0 sombre (ou brillante), en chariotant le miroir M_1 .

- 2. Peut-on mesurer la vitesse d'un objet avec un Michelson ?

C'est le principe du visar (ou de la vélocimétrie hétérodyne, Photon Doppler velocimetry en anglais). Et c'est ma spécialité ^^ En gros tu illumines une cible en mouvement avec un laser, la fréquence de l'onde réfléchie va changer par effet Doppler. Pour mesurer la fréquence de l'onde réfléchie, soit tu la fais battre avec un autre laser, mais dans ce cas c'est pas du Michelson, soit tu la fais battre l'onde incidente avec l'onde réfléchie (c'est la vélocimétrie hétérodyne), soit tu fais battre l'onde réfléchie avec la même onde réfléchie shiftée temporellement par une ligne à retard, c'est un visar.

http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M02_C08/co/Contenu_03.html

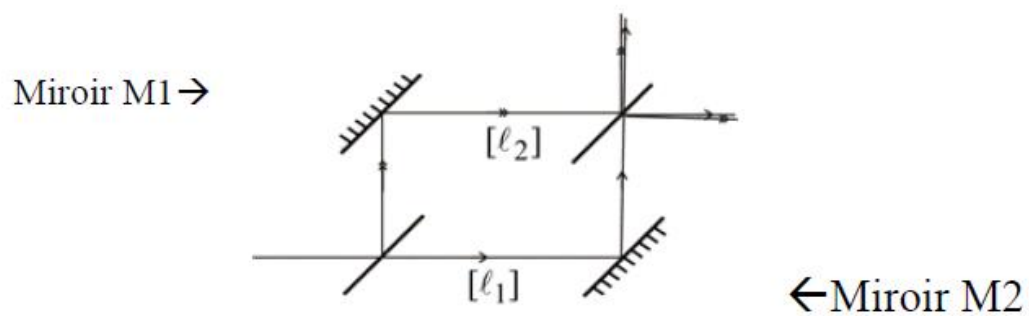
https://en.wikipedia.org/wiki/Photon_Doppler_velocimetry

- 3. une actualité récente concernant un interféromètre de Michelson ?

=> le VIRGO / le LIGO + détection d'ondes gravitationnelles

- 3. un autre type d'interféromètre à division d'amplitude ?

+ Mac Zehnder



+ Fizeau - https://fr.wikipedia.org/wiki/Interféromètre_de_Fizeau

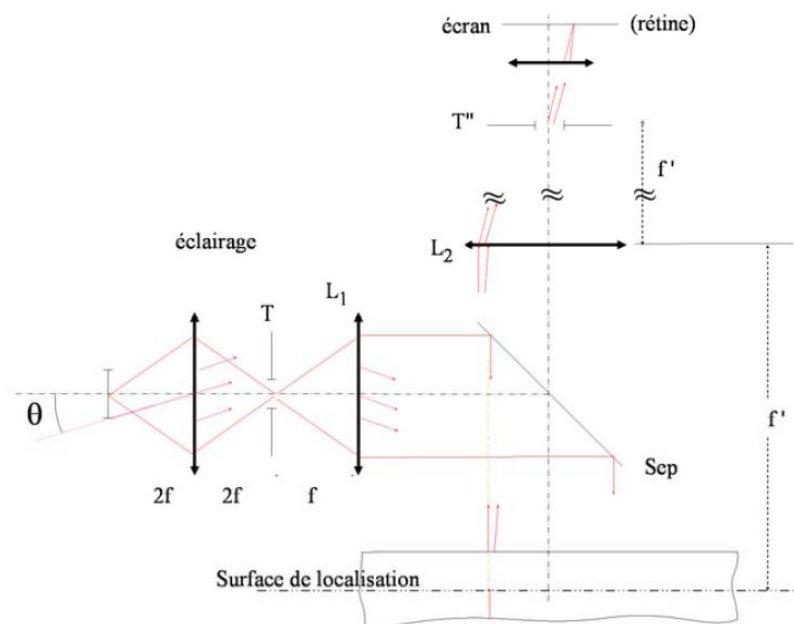
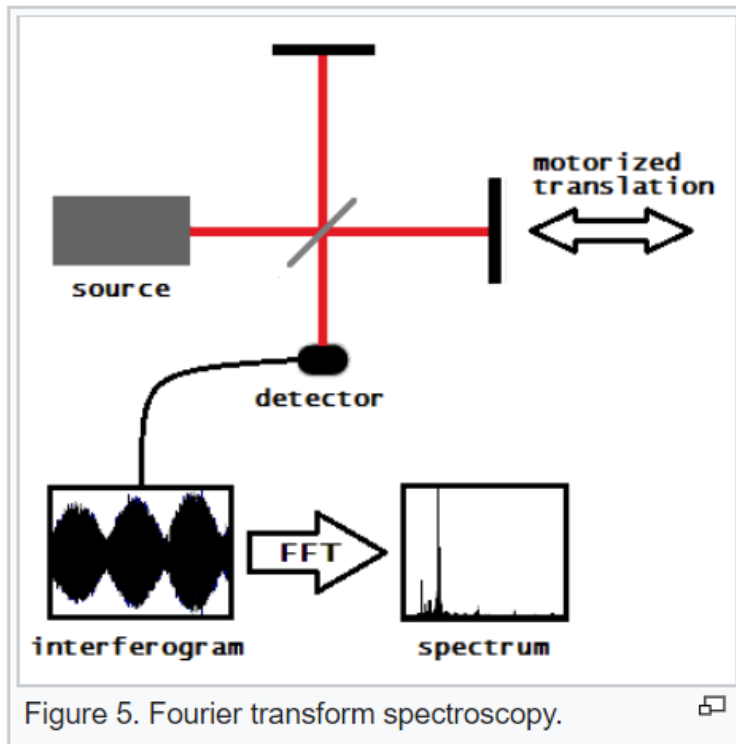


Schéma de l'interféromètre de Fizeau. La source est d'abord diaphragmée par T pour ajuster les angles d'éclairage et la quantité de lumière. La lame séparatrice est le dispositif classique d'observation en réflexion. La surface de localisation (pointillée ans la lame) est à la distance f' de L2. Le trou d'éclairage T permet d'ajuster l'étendue de la source. Pour l'observation des franges d'égale épaisseur, T'(iris de l'œil ou autre pupille) est mis au centre des anneaux, l'image de la lame étant à l'infini.

⇒ Mesure d'étalons/ d'états de surface
+ Fabry Perot (interférences d'onde multiples)

4. Expliquer l'application de la Fourier transform spectrometer ?



Def : La spectroscopie par transformée de Fourier est une technique un peu moins intuitive pour recueillir la même information. Plutôt que de laisser passer une seule longueur d'onde jusqu'au détecteur, cette technique laisse passer plusieurs longueurs d'onde différentes en même temps. Ainsi, le détecteur mesure l'intensité *totale* du faisceau lumineux. Ensuite, le faisceau est modifié pour laisser passer une autre combinaison de longueurs d'onde. Pour être plus précis, entre le détecteur et la source lumineuse, il y a une configuration de plusieurs miroirs qui laisse seulement passer certaines longueurs d'onde (dû à l'[interférence](#)). La configuration des miroirs est modifiée entre chaque prise de donnée. Ce processus est répété plusieurs fois. Finalement, un ordinateur prend toutes ces données pour trouver quelle est l'intensité pour chaque longueur d'onde.

- ⇒ Par exemple, spectro IR par FT => on enregistre l'interférographe pour plusieurs longueurs d'onde (pour une source large spectralement, « blanche »), pour plusieurs positions de M1, et on fait la TF pour extraire le spectre d'absorption. Très populaire pour étudier l'absorptions dans les gaz atmosphériques (cf HITRAN)

5. Interférométrie avec des ondes de matière ? Quel intérêt ?

(avec des e- par exemple) = résoudre des différences de marches plus petites ($\lambda_{\text{deBroglie}} = h / p = h / m v$)

A Michelson Interferometer Using Electron Waves*

H. LICHTE, G. MÖLLENSTEDT, and H. WAHL
Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen

Received November 8, 1971

An electron interferometer of the Michelson type is realized. Monoenergetic 25 keV electrons emitted from a line source 1000 Å in width are deflected by 90° in a magnetic Castaing prism and reflected on two mirrors M_1 and M_2 held at a potential ΔU_M negative with respect to the cathode. In the experiment the mirrors are represented by height differences on the surface of an silvered glass plate. The reflected electrons are once more deflected by the magnetic prism behind which the coherent partial beams 1 and 2 reflected on the mirrors M_1 and M_2 , respectively, are superimposed using an electrostatic biprism to form two-beam interferences. The observed fringe shift indicates a phase shift due to differences in height between the equipotentials reflecting the partial beams 1 and 2. It is estimated that path differences less than the electron wavelength of 0.08 Å can be observed.

6. interférométrie à un photon ? (comme maczender)

<https://journals.jps.jp/doi/abs/10.1143/JPSJ.60.2932>

Journal of The Physical Society of Japan
Vol. 60, No. 9, September, 1991, pp. 2932–2941

Single-Photon Michelson's Interference Experiments Using Pulsed Light

Shuichi KINOSHITA* and Takashi KUSHIDA

*Department of Physics, Osaka University,
Toyonaka, Osaka 560*

(Received April 19, 1991)

A Michelson's interference experiment has been performed using a single-photon counting under the condition that at most one photon is present in the interferometer. A CW mode-locked Ar⁺ laser has been employed as a light source. It has been found that the dependence of the visibility on the difference in the two arm lengths measured on a single-photon level is the same as that for the multi-photon interference experiment. This dependence and the distribution of the photon detection time measured simultaneously by a time-correlated single-photon counting method have been found to be explained well by assuming that all the photons in the mode-locked laser pulse examined have the same temporal and spectral characteristics. A quantum mechanical analysis of this kind of experiment is also presented.

[photon, optical interference, single-photon counting, Michelson's interference,
mode-locked laser, time-correlated single-photon counting]

<https://arxiv.org/ftp/physics/papers/0411/0411217.pdf>

7. quelle est la distance typique maximale entre les deux miroirs, en configuration lame d'air, pour laquelle on peut encore voir des franges ?

- ⇒ longueur de cohérence
- ⇒ Pour un laser de 100 MHz de largeur spectrale:

$$c = 3 \times 10^8 \text{ m/s};$$

$$\text{GHz} = 10^9 \text{ Hz};$$

$$l_c = \frac{c}{\Delta \nu}$$

$$l_c = 3 \text{ m}.$$

- ⇒ Pour le sodium

longueur cohérente = $c \times \text{temps cohérent} = c / \Delta \nu$. Avec un filtre interférentiel, pour le sodium, on peut avoir $l_c \sim 5 \text{ mm}$.

8. quand est-ce qu'il y a localisation des franges ? (cohérence spatiale)

=> en coin d'air + source étendue = localiser proche du miroir M2

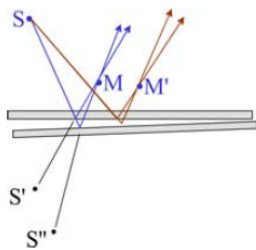
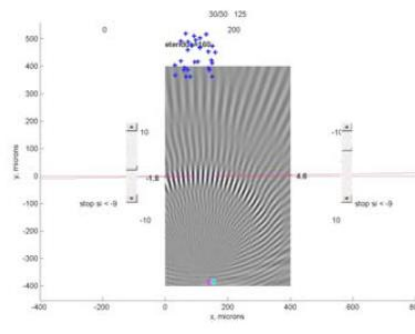
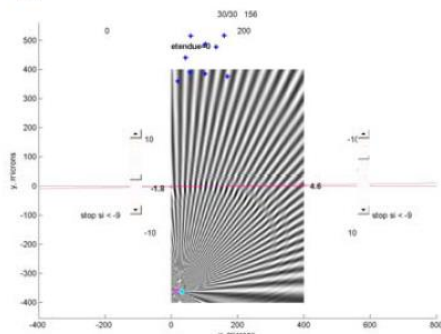


Schéma d'un coin d'air avec les sources secondaires S' et S'' et les points de croisement des rayons M et M' pour deux rayons particuliers issus de la source

source est à des positions variable (à vous de jouer). . . Ci-dessous les résultats d'une simulation MATLAB à votre disposition sur demande : lorsque la source est étendue (ensemble de petits '+'), les franges ne subsistent que dans la surface de localisation, qui est proche du coin d'air au voisinage de son arête et s'incurve quand on s'éloigne de cette arête.



=> en lame parallèle + source étendue = localiser à l'infinie

Remarque : pour des sources « usuelles » (non laser)

La localisation des franges en coin d'air n'intervient que pour les sources de lumière classique, par pour les lasers ou les sources ponctuelles. En effet, avec des sources usuelles, on s'affranchit de la cohérente temporelle, chaque point de la source émet une lumière non cohérente par rapport aux

autres points sources. Ainsi, on peut sommer les intensités (et pas les amplitudes), et on étudie la cohérence spatiale dans la configuration en coin d'air, d'où la localisation des franges prend son origine (M et M' définissent la localisation des franges dans la figure ci contre).

9. comment obtenir la teinte plate ?

-procédure pour régler un michelson en teinte plate ?

=> avoir peut d'anneaux en chariotant (diminution de e)

<https://www.f-legrand.fr/scidoc/docmml/sciphys/optique/michelson2/michelson2.html>

-vidéo intéressante

=> quand peut d'anneaux = ils se déforment et sont des franges rectilignes => on touche les vises de réglage d'orientation du miroir M2 pour diminuer l'angle α entre les deux miroirs

=> jusqu'à n'avoir qu'une ou deux franges

=> on ajuste avec les vises de réglages fins du miroir M1 pour avoir la teinte plate

cf : TP

Explication Pour comprendre ce réglage, il faut avoir à l'esprit les points suivants :

– Quand la différence de marche diminue, les anneaux d'égale inclinaison défilent vers leur centre

(le démontrer à partir de la formule $2e \cos i = k\lambda$ avec k constant pour un anneau donné).

– Quand la différence de marche diminue, les anneaux se transforment progressivement en franges

d'égale épaisseur si les miroirs ne sont pas rigoureusement parallèles (en effet pour une faible épaisseur les variations d'inclinaison di des rayons changent beaucoup moins la différence de marche que lorsque l'épaisseur e est grande).

– Quand l'épaisseur moyenne e est nulle et que l'on diminue l'angle entre les miroirs, l'interfrange

augmente et tend vers l'infini (teinte plate lorsque les miroirs sont parallèles).

10. est-ce que les anneaux rentrent ou sortent ?

Quand la différence de marche diminue, les anneaux d'égale inclinaison défilent vers leur centre. (le démontrer à partir de la formule $2e \cos i = k\lambda$ avec k constant pour un anneau donné).

- Lorsqu'on diminue l'épaisseur entre les miroirs, l'anneau correspondant à l'ordre d'interférence donné rétrécit. En effet

$$p = p_0 \cos i$$

Comme p est fixé (à une valeur entière par exemple pour un anneau brillant) et que $p_0 = 2n_{\text{air}}e/\lambda_0$ diminue, il faut nécessairement que $\cos i$ augmente, c'est-à-dire que i diminue.

Le premier anneau brillant précédent disparaît au moment où son rayon est égal à 0, ce qui correspond à un angle d'incidence nul. Son ordre d'interférence est alors égal à l'ordre d'interférence au centre p'_0 (qui a une valeur différente de la précédente puisque la distance entre les miroirs a varié). On en déduit

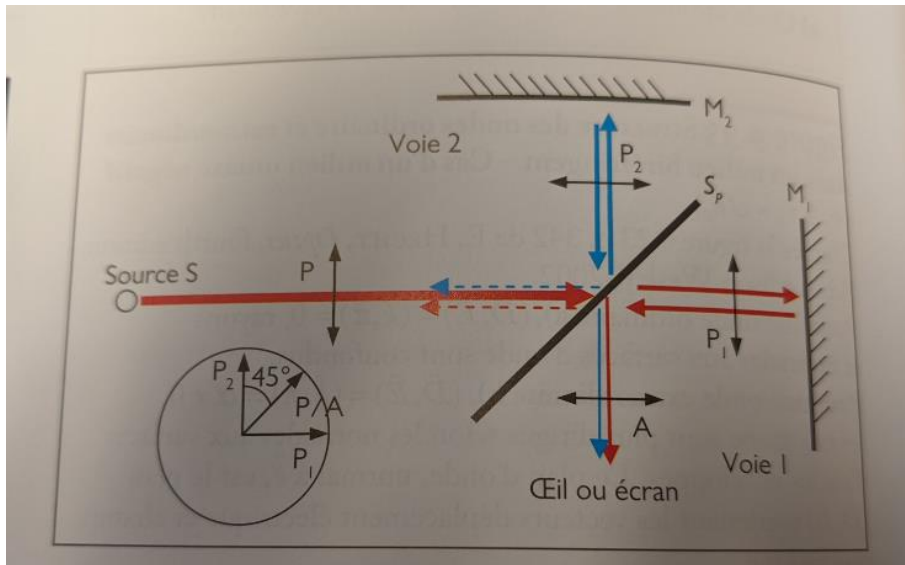
$$p_1 = p'_0 = \frac{2n_{\text{air}}e'}{\lambda_0} \quad \text{soit} \quad e' = \frac{\lambda_0 p_1}{2n_{\text{air}}} = \frac{p_1}{\frac{2n_{\text{air}}}{\lambda_0}} \Rightarrow \boxed{e' = e \frac{p_1}{p_0}}$$

http://psi.pauleluard.free.fr/IMG/pdf/TD_D3_michelson_corr_2014.pdf

11. Technique pour mesurer la différence de freq du doublet du sodium ?

⇒ Mesurer deux anticoïncidences

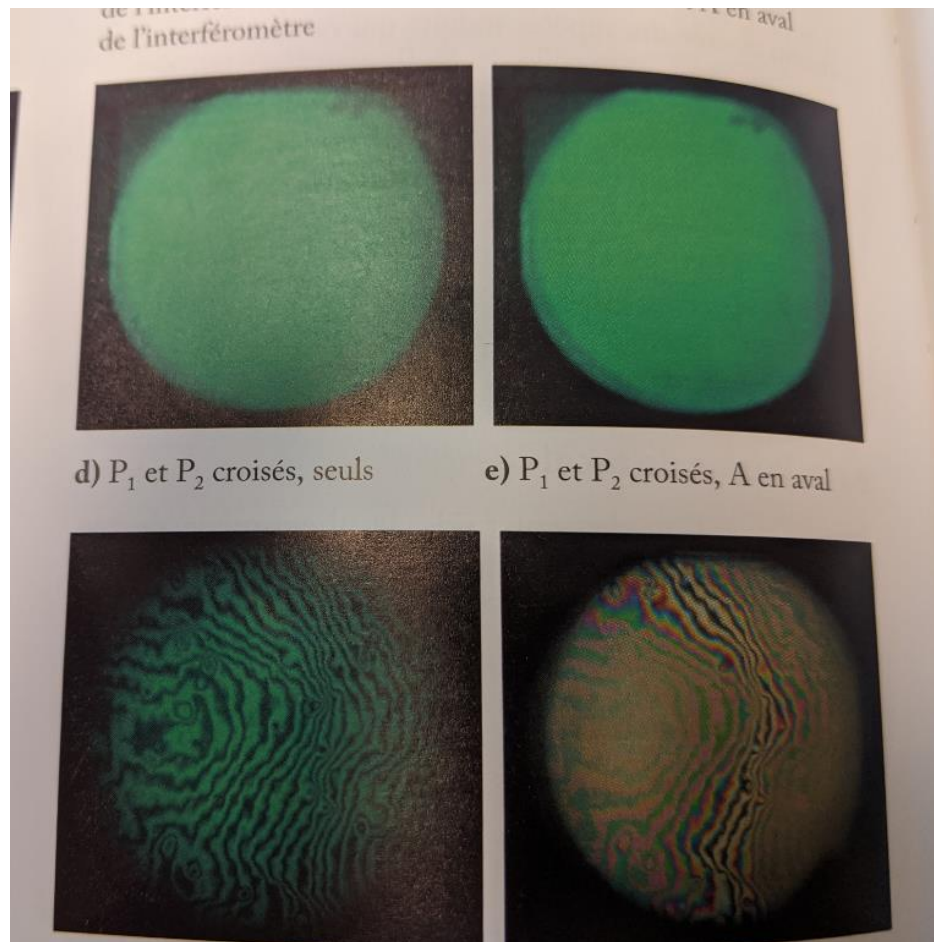
12. Interférences en lumières polarisées ? (expérience Fresnel Arago)



des vibrations lumineuses de directions de polarisation perpendiculaires ne peuvent pas interférer.

Disposons maintenant un analyseur A à la sortie de l'interféromètre. Sa direction de transmission est inclinée de 45° par rapport à celles de P_1 et P_2 . On constate toujours l'absence de franges d'interférences (figure 9.35.e). Bien que projetées selon une direction commune (la direction de transmission de A), les vibrations issues des deux voies sont engendrées par des composantes orthogonales incohérentes du champ électrique. Elles ne peuvent donc pas interférer.

Plaçons alors en amont du dispositif un polariseur P, de direction de transmission parallèle à celle de A. On constate cette fois la réapparition de franges d'interférences (figure 9.35.f) : **les vibrations des voies 1 et 2 sont maintenant issues de la même vibration, polarisée selon la direction de transmission de P, à 45° de celles de P_1 et de P_2 . Elles sont donc cohérentes, leurs projections sur A peuvent donc interférer.** On pourra s'étonner de la forte déformation des franges. Outre leur effet polarisant, les lames transparentes et P_2 introduisent un déphasage proportionnel à l'épaisseur. La très grande sensibilité de l'interférom



13. Quelle manip faire pour illustrer :

- Le problème de cohérence spectrale (\Rightarrow franges en lumière blanche, spectro par TF)
- Le problème de cohérence spatiale (localisation \Rightarrow coin d'air + source lampe Mg par exemple)

Cf TP série II interféromètres :

Un problème de cohérence

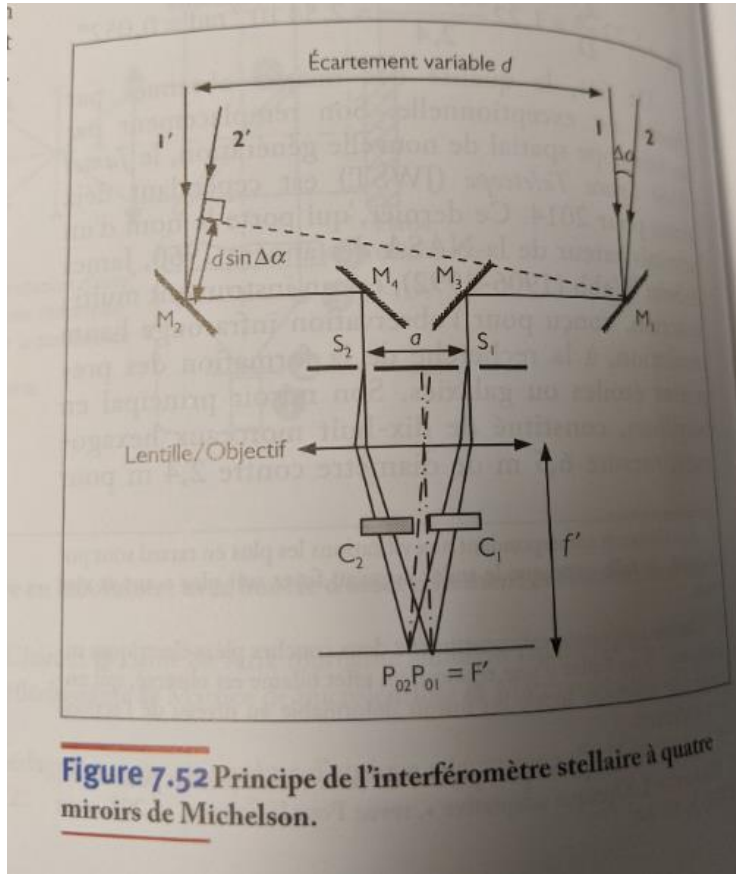
« Certains aspects de la cohérence temporelle ont été rencontrés précédemment (franges en lumière blanche, spectroscopie par transformée de Fourier). On propose ici une expérience qualitative sur la cohérence spatiale.

Se placer en franges du coin d'air au voisinage de l'ordre zéro et éclairer le Michelson avec une lampe philora et un condenseur *moyennement* convergent. Charioter jusqu'à forte diminution du contraste. Cette diminution est-elle liée à un effet de cohérence spatiale ou de cohérence temporelle ?

Réponse : passer en anneaux sans charioter (ni toucher à la source). . .

« Ici, on éclaire le Michelson avec une lampe philora Mg HP avec un « condenseur moyennement convergeant ». Pour cela, j'ai mis un condenseur 15cm + une lentille 25cm avant le Michelson, et une lentille +15cm en sortie du Michelson, pour voir les franges rectilignes localisés. On chariote, on brouille les franges rectilignes. Quand on enlève la lentille 15cm, on voit sur l'écran au loin, des anneaux d'égale inclinaison. C'est donc que le chariotage est un effet de cohérence spatiale (les franges d'égales inclinaisons n'ont pas souffert du chariotage) »

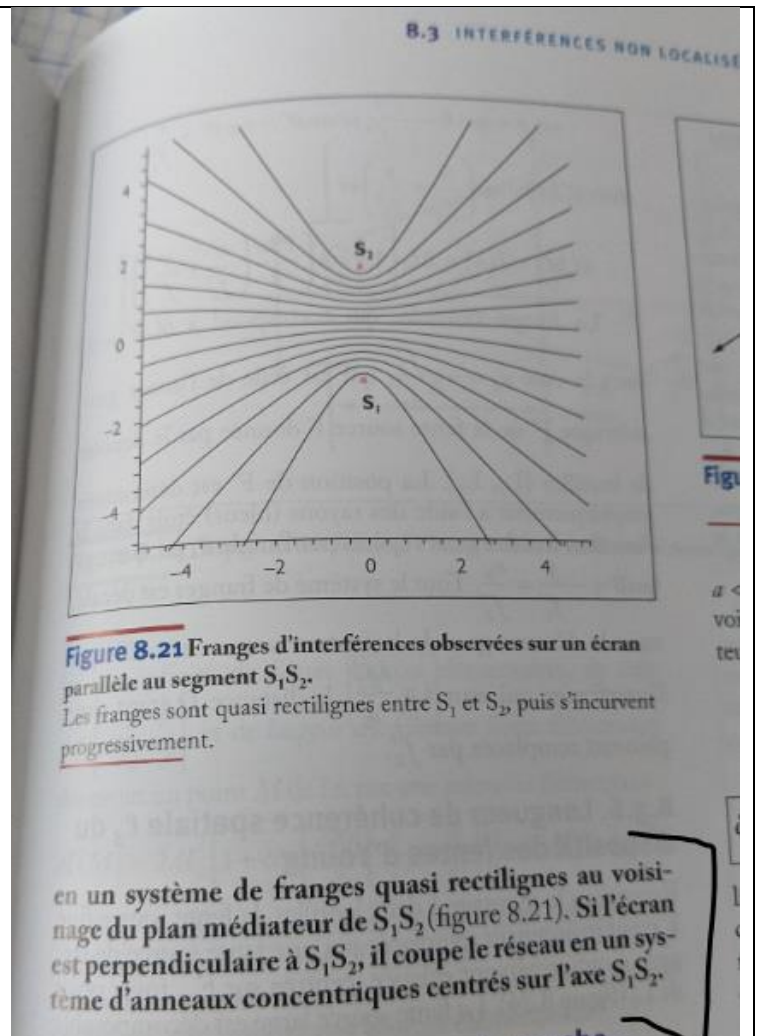
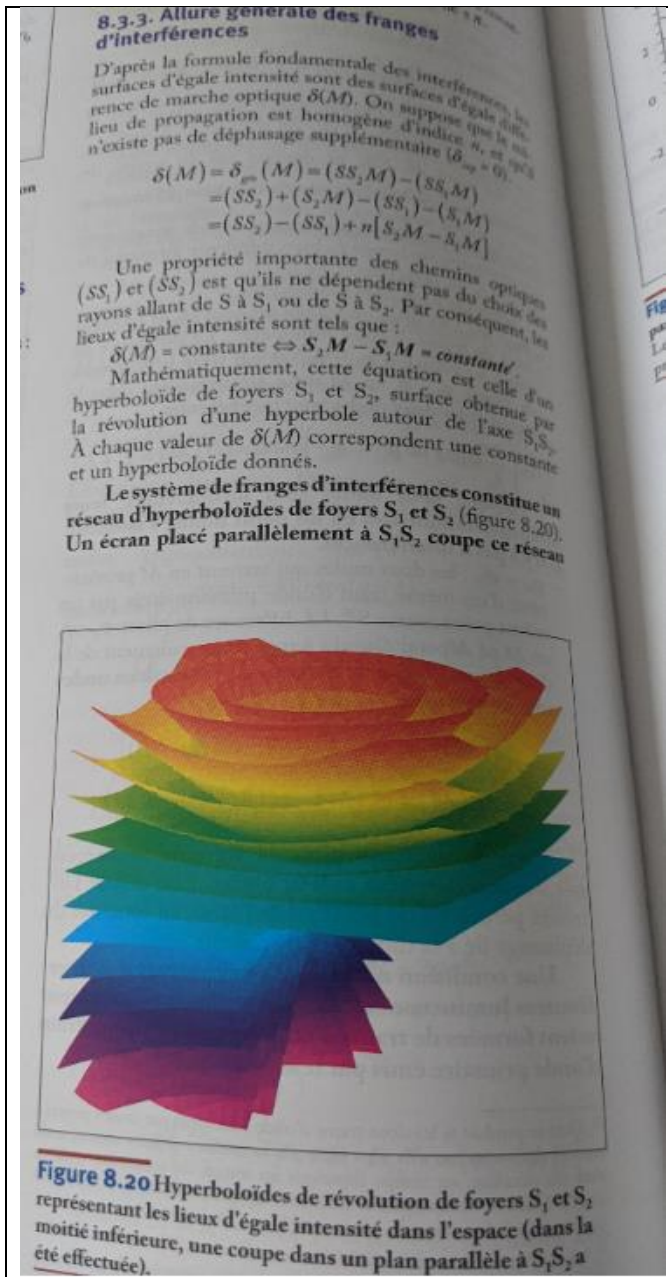
14. Des applications dans le stellaire ? => l'interférométrie stellaire à 4 miroirs de Michelson



$a = \delta_{102}$, ce qui est plus avec d .
 L'interféromètre stellaire de Michelson peut être utilisé pour résoudre les composantes d'une étoile double, ou bien pour déterminer le diamètre angulaire de certaines étoiles géantes. La première annulation du facteur de contraste $C(d)$ des franges est obtenue pour $d_{\min} = A \frac{\lambda}{\Delta\alpha}$, avec $A = \frac{1}{2}$ pour une étoile double d'écartement angulaire $\Delta\alpha$, et $A = 1,22$ pour une étoile simple d'intensité lumineuse uniforme et de diamètre angulaire $\Delta\alpha$. En mesurant d_{\min} on peut alors en déduire $\Delta\alpha$.
 Une nuit de décembre 1920, Michelson et Pease réussissent à obtenir l'annulation du contraste des franges en pointant l'étoile géante Betelgeuse (α Orionis) à l'aide du télescope de 2,5 m de diamètre du mont Wilson en Californie. Ils obtiennent les mesures suivantes¹¹¹ :
 $i = 0,02 \text{ mm}$, $d_{\min} = 121 \text{ inches} = 3,065 \text{ m}$.
 $\Delta\alpha = 1,22 \frac{\lambda}{d_{\min}} = 1,22 \frac{575 \cdot 10^{-9}}{3,065} = 2,29 \cdot 10^{-7} \text{ rad} = 0,047''$.
 Les étoiles possèdent des dia-

15. Pourquoi des anneaux en lame d'air et des franges rectilignes en coin d'air ?

⇒ Interférences à deux ondes donnent un hyperboloïde de rotation autour de S_1 et S_2 , sources secondaires.



⇒

Remarques : des vidéos sympas

<https://www.f-legrand.fr/scidoc/docmml/sciphys/optique/michelson2/michelson2.html>