

LP34 - Interférométrie à division d'amplitude

Cléments (DE LA SALLE et COLLÉAUX)

12 juin 2020

Niveau : L2/3 ?

Bibliographie

↗ <i>Ondes lumineuses</i> , Champeau	→	Critère de localisation
↗ <i>Optique ondulatoire MP etc... Hprépa</i> , Brébec	→	Critère de localisation
↗ <i>Physique tout-en-un MP/PC</i> , Sanz	→	La base
↗ <i>Complément de E. THIBIERGE</i>	→	Sur le théorème de localisation.
↗ <i>Autre bail</i>	→	Toujours sur le même théorème
↗ vidéo battement doublet sodium	→	
↗ expérience doublet sodium	→	
↗ lame d'air	→	
↗ coin d'air	→	À 6 :40 c'est stylé.

Prérequis

- (Critère de non-brouillage ?)
- Cohérence spatiale

Expériences



Table des matières

Table des matières	1
1 Localisation des interférences	2
1.1 Condition de non-brouillage	2
1.2 Théorème de localisation	4
2 Interféromètre de MICHELSON	4
2.1 Configuration lame d'air	6
2.2 Configuration coin d'air	9
3 Interféromètre de FABRY-PÉROT	11
3.1 Principe	11
3.2 Intensité de l'onde transmise	11
3.3 Finesse et résolution	12

Introduction

Manip' : Bulle de savon

✚ *Houard p.217*

On se propose d'observer les irisations sur une bulle de savon éclairée par une lumière blanche. On peut observer que là où le film se casse, la bulle devient blanche : c'est le blanc d'ordre 0.

Ressources

Liens cliquables

- Belle vidéo (tendre vers ça en manip introductive), on voit le blanc d'ordre supérieur et l'influence de l'épaisseur du film
- Article sur la forme en vortex des irisations

Replacer la leçon dans le cadre d'optimisation des interférences : on a vu que pour la division de front d'onde, les interférences sont délocalisées mais on doit utiliser une source ponctuelle. Dès que l'on agrandit la source, on a du brouillage qui apparaît. Ceci nous empêche d'avoir suffisamment de luminosité... Relou !

1 Localisation des interférences

✚ *Brébec p.79*

Cette partie va être ultra détaillée parce qu'on manque de biblio en ces temps de confinement... Il n'est pas nécessaire de détailler tous les points de cette partie (en particulier il est possible de mettre directement le critère de non-brouillage en pré-requis) !

1.1 Condition de non-brouillage

Avant d'expliquer vraiment ce que c'est que la division d'amplitude, cherchons comment lutter contre le brouillage... Sans les bouquins c'est un peu technique (merci le confinement), voici une liste de ressources, en ligne ou en bouquins :

- Complément de Étienne Thibierge
- Un autre site où ils en parlent
- ✚ *Champeau p.581*
- ✚ *Brébec*

L'idée c'est une source ponctuelle S, deux rayons émis de cette source passent par l'interféromètre et interfèrent en M. Notons \mathbf{u}_1 et \mathbf{u}_2 les vecteurs directeurs de ces rayons. La différence de chemin optique entre ces rayons est

$$\delta = (SM)_2 - (SM)_1$$

On peut faire la même raisonement avec un autre point source S' proche de S

$$\delta' = (S'M)_2 - (S'M)_1$$

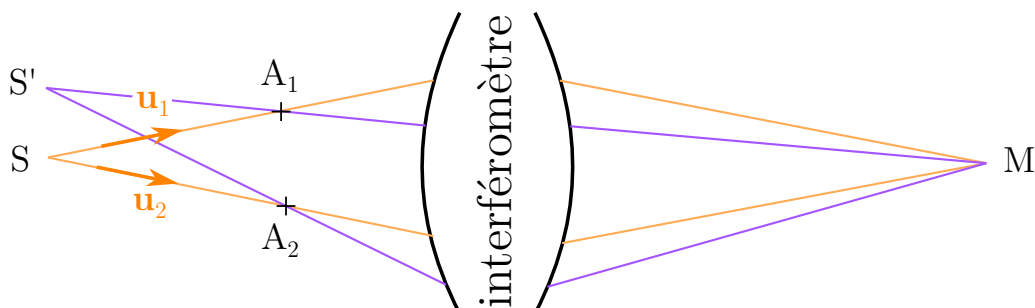


FIGURE 1.1 – Représentations des rayons mis en jeu

But

Déterminer une condition pour que la différence de chemin optique soit la même pour ces deux points sources : $\delta = \delta'$. Ceci traduit un **non-brouillage**. On fait ça dans le but de savoir comment étendre la source pour avoir plus de luminosité, sans perdre de contraste.

Sources secondaires

Pour un interféromètre, on peut définir des points A_1 et A_2 sources secondaires associés à M . Ce sont les conjugués de M par le système optique constitué par l'interféromètre. Ils peuvent être réels (comme sur la figure ci-dessus) ou imaginaires. Quelques exemples :

- Pour les trous d'YOUNG, on peut choisir A_1 sur un trou et A_2 proche de l'autre trou, sur la même surface d'onde que A_1 .
- Pour un système de miroirs de FRESNEL par exemple, ce sont les points conjugués à M par chacun des miroirs

Ainsi, tous les rayons qui interfèrent en M provenaient nécessairement soit de A_1 , soit de A_2 . Le chemin optique de A_1 à M est donc indépendant du rayon considéré par définition (même chose pour A_2), notons le L_1 (resp. L_2).

$$\begin{aligned}\delta &= \delta' \\ ((SA_2) + L_2) - ((SA_1) + L_1) &= ((S'A_2) + L_2) - ((S'A_1) + L_1) \\ (SA_2) - (SA_1) &= (S'A_2) - (S'A_1)\end{aligned}$$

Or $(SA_1) = n \mathbf{SA}_1 \cdot \mathbf{u}_1 = n (\mathbf{SS}' + \mathbf{S'A}_1) \cdot \mathbf{u}_1$, donc l'équation se traduit par le critère

$$\mathbf{SS}' \cdot (\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1) = 0$$

Attention à qui est fixé : le choix de M fixe A_1 et A_2 , en choisissant en plus S , on fixe \mathbf{u}_1 et \mathbf{u}_2 . Ensuite on cherche comment bouger pour étendre la source de S à S' .

La projection de \mathbf{SS}' doit être la même sur chaque rayon... Il y a alors deux (trois ?) possibilités :

- On élargit la source perpendiculairement au plan dessiné (utilisation de fente source parallèle aux fentes d'YOUNG).
- On utilise le même rayon $\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_2$, et alors on peut élargir la source comme on veut, les interférences seront toujours là (au moins en M). **C'est ça la division d'amplitude et c'est là son utilité première!**
- La source est ponctuelle : $\mathbf{SS}' = \mathbf{0}$. Alors tous les rayons se croisent partout de manière cohérente donc les interférences sont délocalisées.

Bonne discussion sur le poly d'Étienne Thibierge.

La première condition est contraignante pour la source mais pas pour le point d'observation : tous les rayons sont contenus dans le plan de la feuille donc un élargissement perpendiculaire à ce plan ne donnera lieu à aucun brouillage. On aura toujours $\mathbf{SS}' \cdot (\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1) = 0$ quelques soient \mathbf{u}_1 et \mathbf{u}_2 c'est-à-dire quelque soit le point d'interférence M . **Pas de localisation d'interférences!**

Dans le deuxième cas, on peut certes élargir la source comme on veut mais alors la condition ne sera vérifiée que pour les rayons tels que $\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_2$, c'est-à-dire seulement pour un certain point M . Les interférences seront donc *a priori* **localisées autour de M** .

Comment étendre la source ?

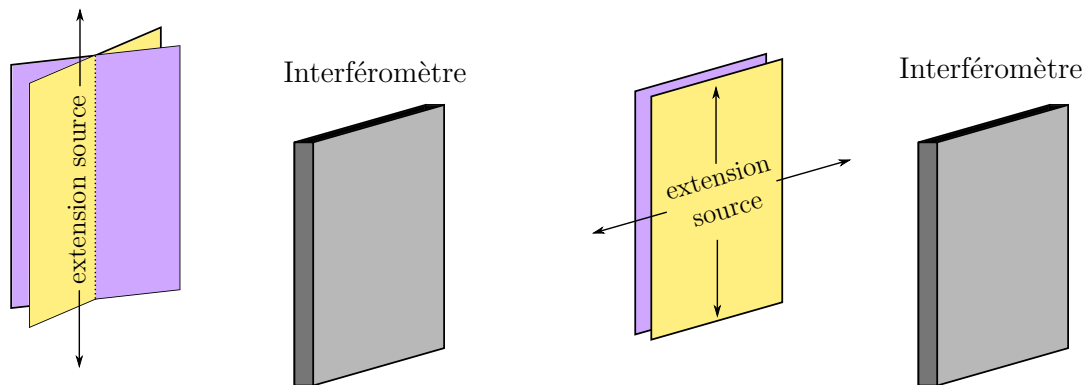


FIGURE 1.2 – Lorsque les rayons sont différents, on ne peut étendre la source que selon l’intersection des plans d’ondes correspondant à la même différence de chemin optique. Mais si les rayons sont les mêmes, alors l’extension est possible dans tout le plan !

1.2 Théorème de localisation

Comme on l’a dit, la gain en luminosité à un coût : les interférences sont localisées autour d’un point. En fait en prenant un autre point d’arrivée M' , il n’y a aucune raison pour qu’on ait encore $\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_2$ donc on se retrouve dans un simple cas de division du front d’onde et donc l’élargissement de la source conduit à un brouillage.

Théorème de localisation

Seuls les dispositifs à division d’amplitude donnent lieu à des interférences contrastées pour une source arbitrairement étendue. Mais alors ce contraste est localisé au point d’intersection des rayons issus d’un même rayon initial.

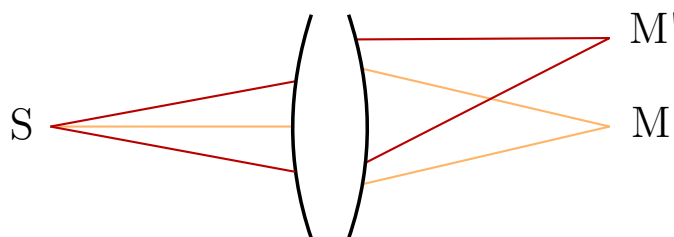


FIGURE 1.3 – Tous les rayons qui convergent en M sont issus d’un seul rayon incident. Mais cette propriété n’est pas nécessairement vrai pour M' . **Et c’est ce qui est très important !** Même dans un Michelson tous les points ne vérifient pas cette condition, en lame d’air, seuls ceux à l’infini le font !

2 Interféromètre de MICHELSON

- 🚩 Jolidon
- 🚩 Sextant
- 🚩 lien sympa

À la fin du XIX^e siècle, notre bon ami Albert A. MICHELSON conçoit l’interféromètre éponyme, dans le but à l’époque de vérifier l’existence de l’éther. Ici on ne s’intéresse pas à cette expérience dite de

MICHELSON et MORLEY mais à l'interféromètre utilisé, connu désormais sous le nom d'interféromètre de Michelson.

Fun fact

Michelson reçoit en 1907 le PN de Physique pour "*pour ses instruments optiques de précision ainsi que les études spectroscopiques et métrologiques menées avec ceux-ci*".

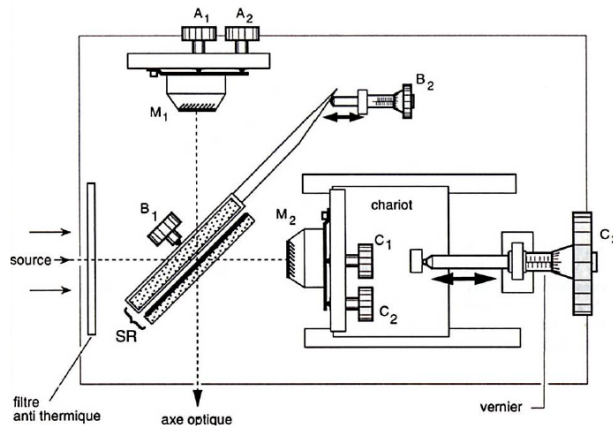


FIGURE 2.1 – **Interféromètre de Michelson** - On y retrouve les miroirs \mathcal{M}_1 et \mathcal{M}_2 , le système Semi-Réfléchissant et le système de chariotage de \mathcal{M}_2 .

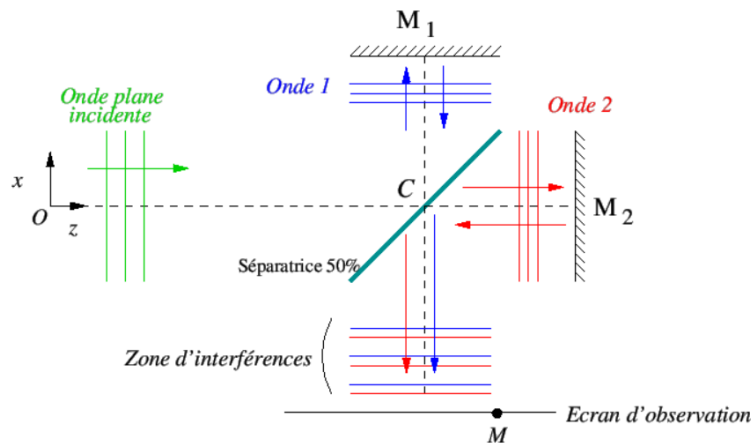


FIGURE 2.2 – **Principe de l'interféromètre de Michelson**

Le principe d'un interféromètre est de faire interférer deux rayons lumineux présentant une différence de marche. Voyons comment l'interféromètre de Michelson fait :

L'interféromètre de Michelson (iM) est un interféromètre à division d'amplitude, ce qui se vérifie avec l'entrée d'un seul rayon incident. Ce rayon est ensuite séparé en deux rayons (interférométrie à division d'amplitude) grâce à un système Semi-Réfléchissant. Ces deux rayons se propagent dans des bras orthogonaux et ces bras sont modifiables (on verra comment) afin de créer une différence de marche contrôlée. Les rayons se réfléchissent sur deux miroirs \mathcal{M}_1 et \mathcal{M}_2 et interfèrent après un second passage dans SR.

Le système Semi-Réfléchissant

- ↗ Jolidon, p. 85
- ↗ Sextant, p.143
- ↗ J'intègre MP, chap. 9

Le SR est composé de deux lames à faces parallèles. La séparatrice, traitée sur l'une de ses faces pour être semi-réfléchissante, assure la division du faisceau incident en deux nouveaux rayons d'intensité moindre. **La compensatrice évite elle d'éventuels astigmatisme et dispersion dans le verre lors de l'utilisation de sources étendues ou polychromatiques.** Elle permet également de pouvoir considérer le système semi-réfléchissant comme d'épaisseur nulle, en évitant toute différence de marche entre les rayons des différents bras.

Bien préciser pour les situations suivantes qu'on veut se mettre en source large pour gagner en lumière. Et on se rappelle qu'on peut le faire avec l'iM car on a toujours $\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2 = \mathbf{0}$

| Voyons maintenant une manière de créer une différence de marche : la configuration lame d'air.

2.1 Configuration lame d'air

↗ Jolidon, p.86

La manière la plus simple de créer une différence de marche est de jouer sur la longueur des bras : si un des deux rayons parcourt une distance plus grande que l'autre alors il y aura création d'une différence de marche. Et le dispositif de déplacement de \mathcal{M}_2 permet de quantifier ce déplacement et donc de connaître précisément la différence de marche.

Regardons quelques résultats expérimentaux de l'iM réglé de cette manière :

Expérience : Interféromètre de Michelson en lame d'air

↗ Sextant, p.162 ?

⌚ 4/5 min

On éclaire le Michelson avec une lampe à vapeur de sodium. On simule une source ponctuelle avec un diaphragme : les interférences sont non localisées, on les voit partout avec le même contraste, et peu intenses. Elles ont la forme d'anneaux.

Lorsque le diaphragme est ouvert, on passe à une source étendue et le contraste se détériore, on dit qu'il y a brouillage du fait de la cohérence spatiale. Cette fois-ci les interférences sont localisées en l'infini, visible au foyer d'une lentille. L'intensité est nettement supérieure.

Retour sur l'expérience

On revient sur ça après la théorie

- Quand on augmente la taille de la source, la figure d'interférence est plus lumineuse, ce qui s'explique simplement par source plus grande \implies envoi plus de lumière
- Quand on est en source *ponctuelle*, $\mathbf{SS}' = \mathbf{0}$ donc pour tout point M, les rayons \mathbf{u}_1 et \mathbf{u}_2 qu'il sélectionne vérifieront toujours la condition de non-brouillage. C'est pour cela que l'on a les interférences dans tout l'espace.
- Pour une source large, $\mathbf{SS}' \neq \mathbf{0}$ donc on aura interférences aux points M (à l'infini ici) qui sélectionnent des rayons \mathbf{u}_1 et \mathbf{u}_2 égaux (vérification de

la condition de non-brouillage). Dit dans l'autre sens c'est le théorème de localisation et il faut tourner ça en mode, le théorème de localisation est vérifié.

On se propose d'expliquer ces résultats par une étude théorique du dispositif interférométrique. Déjà on peut (grandement) se simplifier la vie en travaillant sur un schéma équivalent :

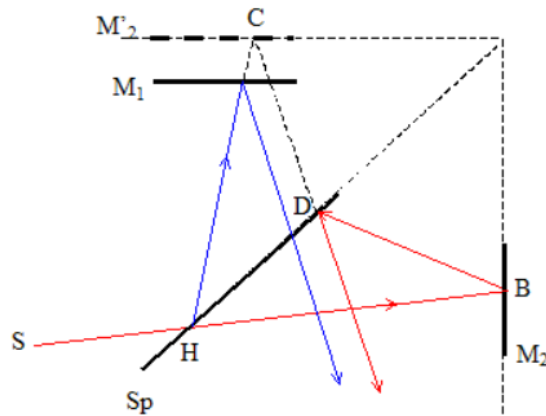


FIGURE 2.3 – Schéma équivalent de l'interféromètre de Michelson en lame d'air

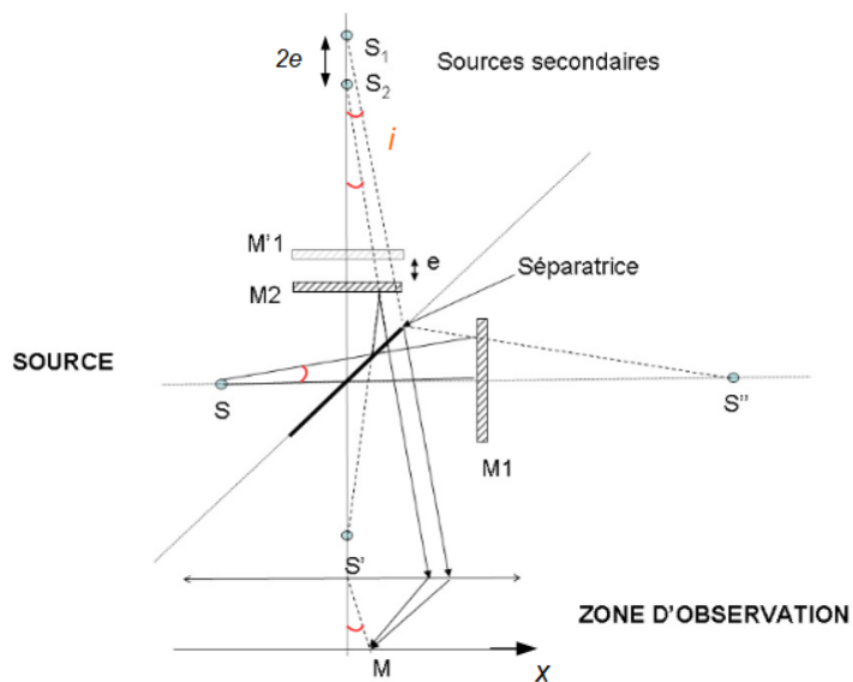


FIGURE 2.4 – Dites-vous que ce fichu schéma n'existe pas tel quel sur les interwebs

On note e l'épaisseur de la lame d'air, donc l'écartement entre les miroirs \mathcal{M}_1 et \mathcal{M}'_2 .
Quelques remarques :

- l'invariance par rotation du système impose l'invariance par rotation de la figure d'interférences (oh les anneaux c'est invariants!)
- le point d'observation est $M = M(x)$

Pourquoi diable utiliser une lentille ? La réponse nécessite d'utiliser le théorème de localiation ([Complément de E. Thibierge](#)) :

On cherche le lieu d'intersection des rayons issus d'un unique rayon incident. Comme le montre le schéma, pour un rayon d'angle d'incidence i , les interférences sont localisées en l'infini. On peut ainsi les observer dans le plan foyer image d'une lentille convergente.

On retrouve bien le fait que échapper à la cohérence spatiale impose la localisation de la figure d'interférence.

Étudions maintenant quantitativement la figure d'interférences :

Sur le schéma qu'on veut, on calcule la différence de marche pour trouver (en milieu homogène d'indice $n = 1$) :

$$\delta(i) = 2e \cos i$$

Ce qui nous permet d'avoir l'intensité en fonction de l'angle i grâce à la formule de Fresnel obtenue ↪ LP33

$$I(i) = 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi\delta(i)}{\lambda} \right) \right)$$

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

La formule de Fresnel montre que seule l'inclinaison i compte pour les interférences à une épaisseur e donnée, et non la position du point source. On parle de **franges d'égale inclinaison**. Pour $i \ll 1$, on peut même faire le calcul du rayon de p^e anneau.

Le doublet du sodium : initiation à la cohérence temporelle

↪ MP10

La lampe spectrale à vapeur de sodium possède un doublet dans la couleur jaune :

Doublet du sodium

↪ Sextant, p.4

Sodium $\lambda_0 = 589.00$ nm et $\Delta\lambda = 0.59$ nm (589.00 et 589.59 nm)

Déterminons la figure d'interférence de ce doublet !

Les deux rayonnements du doublet correspondent à des longueurs d'onde différentes donc n'interfèrent pas entre eux, il faut **sommer les intensités** résultantes. En supposant les deux raies monochromatiques (on y reviendra) et de même intensité, l'intensité totale est :

$$I(\delta) = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi\delta}{\lambda_0} \right) + 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi\delta}{\lambda_0 + \Delta\lambda} \right)$$

intensité qu'une habile maîtrise des formules trigonométriques et DL permet de simplifier :

$$I(\delta) = 4I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi\delta\Delta\lambda}{2\lambda_0^2} \cos \frac{2\pi\delta}{\lambda_0} \right)$$

Il apparaît alors deux échelles de variation :

- celle classique de période λ_0
- celle du **contraste** de période $\frac{2\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \gg \lambda_0$

On obtient alors, au centre de l'écran où $\delta = 2e$:

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} e \right) \cos \left(4\pi \frac{e}{\lambda_0} \right) \right]$$

Lorsque le contraste est nul, $\mathcal{C}(e) = 0$, l'interféromètre est réglé sur une anti-coïncidence, et l'intensité est uniforme sur l'écran : il y a brouillage des interférences. Les valeurs de l'épaisseur de la lame e_n qui vérifient ceci sont définies comme, avec $n \in \mathbb{N}$:

$$2\pi \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} e_n = \frac{\pi}{2} + n\pi, \quad \text{soit } e_n = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + n \right) \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2}$$

Ainsi, la courbe $e_n(n)$ est supposée être une droite de coefficient directeur $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2}$, permettant ainsi de remonter à l'écart en longueur d'onde $\Delta\lambda$ du doublet.

On peut ainsi remonter à la valeur $\Delta\lambda$ mais on va juste mettre en évidence cette perte de contraste :

Expérience : Anticoïncidences du sodium

↗ Jolidon, p.220 Sextant, p.239

⊖ 3 min

On éclaire toujours le Michelson, réglé en lame d'air, avec la lampe spectrale au sodium. On observe à nouveau les franges bien contrastées puis en chariotant on voit que le contraste varie et passe par des minimums où les franges ne sont plus visibles : c'est ce qu'on appelle une anticoïncidence.

Cohérence

On a ici une illustration du principe de cohérence temporelle : si la lumière incidente n'est pas monochromatique (ici y a deux longueurs d'onde) alors la figure d'interférence ne sera pas purement sinusoidale comme le prévoit Fresnel. Balancer WIENER-KINTCHINE ?

2.2 Configuration coin d'air

↗ Jolidon

↗ Sextant

Une autre façon de modifier la différence de marche entre les rayons des deux bras est d'incliner d'un angle α \mathcal{M}_1 par rapport au miroir \mathcal{M}'_1 . Ce qui donne la configuration suivante entre les miroirs, en notant toujours i l'angle d'incidence :

Appliquons le théorème de localisation à la configuration coin d'air.

En considérant un unique rayon incident, formant un angle i avec l'axe optique, on obtient deux rayons qui se croisent au voisinage des miroirs. Les lieux des intersections des rayons sortants pour différentes incidences i forment un plan, nommé **plan de localisation**. Pour des angles d'incidence faibles, on peut confondre ce plan avec le plan formé par le miroir \mathcal{M}_1 . Pour observer la figure interférence, il faut donc utiliser une lentille convergente qui va conjuguer ce plan de localisation, comme on le voit sur la figure suivante

On peut noter à ce niveau que le système n'est plus invariant par rotation ce qui empêche alors la formation d'anneaux.

En incidence normale, la différence de marche entre les rayons rouge et bleu δ s'exprime comme :

$$\delta = 2e(X) \simeq 2\alpha X$$

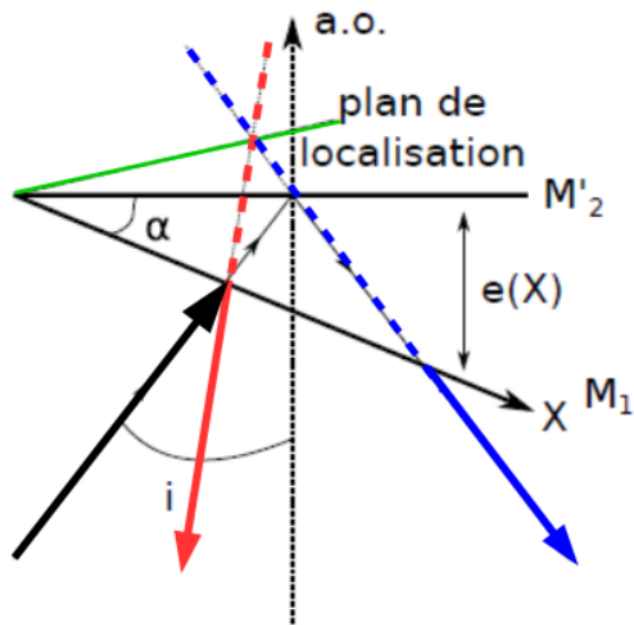


FIGURE 2.5 – Localisation des interférences en coin d'air

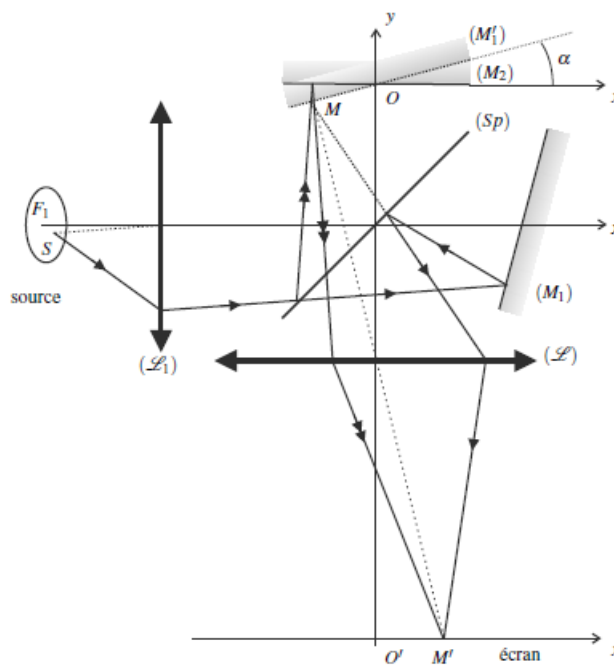


FIGURE 2.6 – Visualisation de la figure d'interférence en coin d'air - On distingue le rôle de la lentille convergente.

la deuxième égalité est valable dans l'approximation des faibles α . Comme la différence de marche dépend seulement du point d'incidence sur le coin d'air, on parle de franges d'égale épaisseur. La symétrie par rotation autour de l'axe optique est brisée, on obtient des franges rectilignes.

En résumé, en ayant $\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_2$ à l'entrée, l'IM s'affranchit de la cohérence spatiale (la source peut être étendue comme on veut mais il y a quand même pas de brouillage des interférences) mais le prix à payer est la localisation des interférences.

CdIS : Coin d'air \implies sources équivalentes en trous d'YOUNG \implies franges lumineuses.

3 Interféromètre de FABRY-PÉROT

3.1 Principe

Cet interféromètre a été mis au point par deux scientifiques français du XIXe siècle. L'idée est de placer deux interfaces identiques parallèles de coefficient de réflexion et transmission en amplitude r et t . Le milieu intermédiaire est un diélectrique d'indice n et d'épaisseur e . Une onde incidente va donc subir plusieurs réflexions avant de ressortir. Les ondes transmises vont interférer et on va obtenir, à la manière d'un Michelson en lame d'air des interférences localisées à l'infini, ainsi qu'une figure en anneaux.

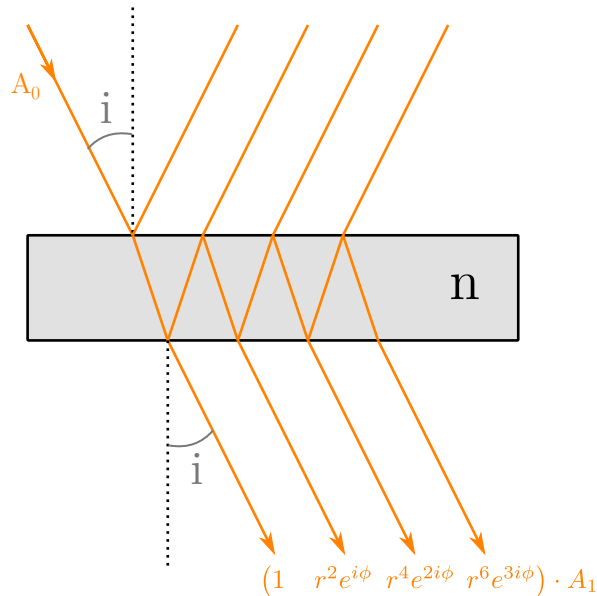


FIGURE 3.1 – Réflexions multiples du rayon lumineux dans la cavité

NB

En vrai la transmission air/cavité et cavité/air se fait avec des coefficients différents t et t' mais de toutes façons, on parlera en intensité avec $T = tt'$ et $R = r^2$.

3.2 Intensité de l'onde transmise

Chaque onde est déphasée de la précédente de $\phi = 2\pi\delta/\lambda = 4\pi\frac{e}{\lambda} \cos i$ en supposant que $n \sim 1$. De plus, il y a deux réflexions entre deux ondes consécutives :

$$A = A_1 \sum_{n=0}^{+\infty} (r^2 e^{i\phi})^n = \frac{A_1}{1 - R e^{i\phi}}$$

Alors on accède à l'intensité

$$I = \frac{I_{max}}{1 + m \sin^2 \phi/2} \quad \text{avec} \quad m = \frac{4R}{(1 - R)^2}$$

$$I = \frac{I_{max}}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \phi/2} \quad \text{avec} \quad \phi = 4\pi \frac{e}{\lambda} \cos i$$

Évidemment balancer le Geogebra. Faire le lien avec la bulle de savon : voir que quand e diminue, on ne voit plus de couleurs.

3.3 Finesse et résolution

Dans le but de caractériser la finesse du dispositif, on définit

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\phi}{\delta\phi}$$

Le rapport de la distance entre deux pics et de la largeur à mi-hauteur de ces pics. On a simplement $\Delta\phi = 2\pi$ et avec un développement limité autour d'un pic, on trouve $\delta\phi = 4/\sqrt{M}$

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

OdG

Pour $R = 0.8$, on a $\mathcal{F} = 14$ et pour $R = 0.99$, on a $\mathcal{F} = 313$. Certaines cavité montent à $\mathcal{F} = 10^5$. Le but est de comparer cette finesse à celle de Michelson qui serait de 2 (intensité sinusoidale) :

$$|1 + e^{i\phi}|^2 = 2(1 + \cos\phi) \implies \Delta\phi = 2\pi = 2\delta\phi$$

Alors est-ce qu'on peut résoudre le doublet du sodium? Pour ça, il faut aussi parler de pouvoir de résolution ➤ *LP36 - Diffraction par des structures périodiques*. Notons $\delta\lambda$ la plus petite longueur d'onde séparable, définie comme la largeur à mi-hauteur du pic :

$$\begin{aligned} \text{PR} &= \frac{\lambda}{\delta\lambda} \\ \text{Or } \delta\phi &= \frac{4 \cos i}{\lambda^2} \delta\lambda = \frac{2\pi}{\mathcal{F}} \\ \text{Donc } \text{PR} &= \frac{2e \cos i}{\lambda} \mathcal{F} = p\mathcal{F} \end{aligned}$$

Avec p l'ordre d'interférence. Pour les Fabry-Pérot de la collec, $R = 0.85$, $e = 0.2$ mm et pour le doublet de sodium, $\lambda = 589.3$ nm ce qui donne $\text{PR} = 13000$ en incidence normale. Donc $\delta\lambda = 0.04$ nm ce qui est largement suffisant pour séparer les pics de 0.6 nm.

Expérience : Séparation du doublet du sodium

➤ Duffait

⊖ 3 min

Le Fabry-pérot est réglé de sorte à observer deux systèmes d'interférences créés par chacun des doublets, $e = 0.2$ mm. Deux systèmes d'anneaux concentriques sont ainsi visibles. Quelques mots sur le réglage du Fabry-Pérot : on a ici utilisé un étalon Fabry-Pérot de la collection. Il ne permet donc pas une variation continue de l'épaisseur de la lame d'air, il faut, pour chaque épaisseur, réajuster le parallélisme. Les étalons ont cependant l'avantage d'être stables, i.e. non sensibles aux chocs sur la paillasse qui, dans le cas de l'interféromètre de Fabry-Pérot, peuvent anéantir une heure de réglage. Les étalons de la collection possèdent trois vis de réglage grossier, dont une reliée à un vernier en millimètres. Il peut être pratique d'ajuster cette vis en premier lors du réglage grossier du parallélisme, afin d'avoir dès le départ une épaisseur proche de celle recherchée. On règle alors le parallélisme sans toucher cette vis.

Questions

Définition d'un rayon lumineux ?

Modèle théorique d'extension nulle

Définir l'amplitude et le front d'onde

C'est quoi la séparatrice ?

Lame de verre sur laquelle on frotte une couche semi-réfléchissante

Rôle de la compensatrice ?

Compenser la dispersion dans le verre (si on était capable de créer une couche de métal sans support, on n'en n'aurait pas besoin)

Erreur classiques du Michelson ?

Ellipse à cause d'un mauvais réglage de compensatrice

Interféromètre de Fabry-Pérot bien meilleur vu la présentation, tu sais pourquoi on utilise Michelson en TP ?

Plus pédagogique car on peut tout régler (et moins cher)

Filtre en entrée sert à quoi ?

Filtre anti-calorique (filtre les IR qui endommagent le verre alors absorbant)

Virgo ?

Cohérence spatiale bien détaillée, tu peux parler de la cohérence temporelle ?

Largeur spatiale de la source → Largeur spectrale

OG du temps de cohérence ?

Même type d'éclairage entre lame / coin d'air ?

Problèmes techniques liés à l'utilisation d'une lentille ?

Quel siècle pour Newton ? Redonner la définition de la longueur de cohérence, est-ce ce qu'on mesure sur l'écran ? Peut-on faire de la division du front d'onde avec un Michelson ?

Pour la séparatrice, vous avez parlé de dépôt métallique, comment fait-on autrement pour avoir un coefficient de réflexion bien contrôlé ? On a vu des anneaux pas parfaitement ronds, à quoi est-ce dû ? Applications d'un Fabry-Pérot ? Comment marche un filtre interférentiel ? À quoi sert la compensatrice ? Seulement à corriger une différence de marche constante ? Et en lumière polychromatique ? Vous pensez vraiment que la dispersion par les lois de Descartes joue un rôle ? Est-ce que le parallélisme des faces de la séparatrice est important ? De la compensatrice ? Et leur planéité ? Quel écart à la planéité de la lame d'air peut on détecter, c'est-à-dire quel est l'angle de coin d'air résultant alors qu'on a l'impression d'être en lame d'air ? Comment le mesurer ? Je veux mesurer un défaut de planéité de lame d'air de 200 nm, c'est possible ? Et un défaut de planéité de compensatrice d'autant ? Est-ce que vous pouvez retrouver par un argument simple le déphasage du coin d'air, sans faire de calcul de chemin optique ? Filtre interférentiel = fabry-pérot

Expliquer la localisation des franges pour le coin d'air. Quelles autres applications du Michelson en lame d'air connaissez-vous ? Pourquoi les sources images vibrent-elles en phase ? Justifier la façon de calculer le chemin optique dans le cas de la lame d'air. Vous avez dit « charioter » à plusieurs reprises, est-ce que c'est français

Qu'est-ce qu'un ordre d'interférence ? Pourquoi la résolution du Michelson est-elle inférieure à celle du Fabry-Pérot ?

Quel est le lien entre l'intensité spectrale de la source et sa figure d'interférence ? Théorème de Wiener
Kintchine : $\text{Contraste} = \int I(\nu) e^{2i\pi\nu \frac{L}{c}} d\nu$

Pourquoi ne regarde-t-on pas en transmission sur une lame d'air en coin ? La différence d'amplitude entre les deux ondes donne un mauvais contraste.

D'où vient la proximité entre les deux raies du sodium ? Dédoublément isotopique du sodium.

Qu'est ce qui limite la finesse des fabry-pérot en pratique ? Le parallélisme des lames de verre.

Est ce que avec des interféromètres par division d'amplitude on s'affranchit complètement de l'étendue spatiale de la source ? Non il faut quand même qu'elle soit inférieure à la taille de l'image formée car par translation d'un point source on translate d'une même quantité l'image formée.

Est ce que l'on place la compenstrice avant ou après la séparatrice ? Avant

Comment une variation de température modifie t-elle l'indice de l'air ? Loi de Goldstone

En chimie les appareils utilisent toujours des réseaux et non des interféromètres à division d'amplitude.

Peut on réaliser de la spectroscopie par transformée de Fourier avec le Fabry-Pérot ? Non car cette propriété repose sur la variation cosinusoidale de l'intensité de l'onde transmise.

Dans quel cas utilise t'on plutôt un Michelson ou un fabry-Pérot ? . Fabry Pérot pour effet Zeeman, lorsque qu'on cherche à déterminer des raies très proches mais sinon le Michelson est plus simple d'utilisation et moins d'énergie est réfléchi à l'entrée

Ordres de grandeurs dans Virgo — Virgo : interféromètre de Michelson avec des bras de 3km et une précision de la dizaine de nanomètre sur la position des miroirs. — Cavitité Fabry-Pérot placée dans chaque bras pour augmenter la longueur du chemin optique suivi. — Détection de signaux de l'ordre de 10^{-22} — Les interférences dans la vie de tous les jours : — Michelson permet de reproduire : lames minces (films de savons, bulles, lames d'air (coin d'air) — Utilisation technologique : traitement anti-reflet, métrologie, cavités laser — en sciences : Analyse spectrale, métrologie, Virgo — Histoire des sciences : Ether — Les rayons se croisent toujours au voisinage des miroirs : Non, mais on fait les hypothèses pour que ce soit le cas et ensuite on éclaire en lumière parallèle pour se placer dans les

conditions expérimentales correspondant à nos hypothèses. — Nombre d'AR dans un Fabry-Pérot : dépend du r des miroirs. L'ordre de grandeur est donnée par la finesse de la cavité. — Ordre de grandeur de ν : de l'ordre de 10^4 rad — Séparatrice et compensatrice : Avec uniquement la séparatrice, les rayons ne traversent pas le même nombre de fois la lame. Ainsi le rôle de la compensatrice est de rattraper la différence de chemin optique introduite par la séparatrice.