

MP08 - Interférences à deux ondes en optique

Cléments (COLLÉAUX et DE LA SALLE)

25 mars 2020

Niveau : L2

Bibliographie

Prérequis



Expériences



Table des matières

Table des matières	1
1 Interférences par division du front d'onde	2
2 Interférences par division d'amplitude	3
2.1 Cohérence temporelle	3
3 Interférence par biréfringence	5

Introduction

On va présenter deux moyens d'obtenir des interférences :

1. Division du front d'onde
2. Division d'amplitude

Le but est de montrer des manip variées, d'où les expériences suivantes :

1. Fentes d'YOUNG
2. Interféromètre de MICHELSON
3. Milieu biréfringent

Dans chaque cas, on aura un objectif particulier :

1. Étudier la cohérence spatiale
2. Étudier la cohérence temporelle
3. Étudier les interférences dans le cas d'un milieu biréfringent

Mais notons que pour les deux premiers, ces phénomènes ne sont pas propres au type d'interférence (on aurait très bien pu étudier la cohérence temporelle pour YOUNG et la cohérence spatiale pour MICHELSON)

Un peu de théorie en leçons 33 et 34...

1 Interférences par division du front d'onde

↪ *Sextant, p.271*

Premier dispositif expérimental : on étudie les fentes d'YOUNG et va illustrer le problème de cohérence spatiale...

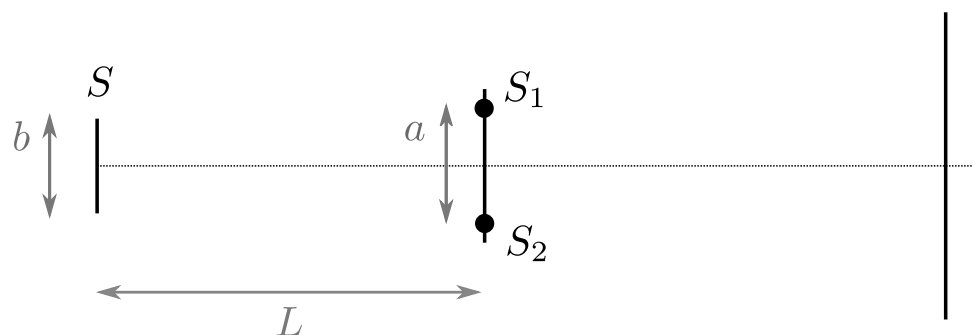


FIGURE 1.1 – Schéma du dispositif des trous d'YOUNG. La source étendue est faite en éclairant une fente de largeur variable par une QI.

But

Vérifier la relation du contraste

$$C = \left| \operatorname{sinc} \frac{\pi ab}{\lambda L} \right|$$

Expérience : Brouillage spatial

↪ *Sextant, p.174*

⊖ 10 min

Matos :

- Lampe QI
- Filtre anticalorique
- Filtres interférentiels de différentes longueurs d'onde
- Une fente de largeur variable
- Plusieurs diapo de fentes d'YOUNG

Première manip : Positionner un filtre interférentiel et pour différentes valeurs de a , relever la distance L_1 à laquelle s'annule une première fois le contraste :

$$L_1 = \frac{ab}{\lambda}$$

Par régression linéaire, on peut remonter à la largeur de la source b . On peut aussi montrer qu'en continuant à diminuer L , le contraste revient légèrement avant de re-disparaître.

Deuxième manip : Fixer a et faire varier λ (filtres interférentiels) et de même, relever L_1 . Pareil, faire une régression et remonter à b .

Remarques

Le vrai but, c'est de vérifier la relation du contraste (ou du moins la première annulation du contraste). Ceci nous permet ensuite de caractériser la source (b). On aurait pas choisir de contrôler b et d'en déduire a ...

S'il n'y a pas assez de lumière, on peut enlever les filtres et considérer que $\lambda \sim 550$ nm (maximum de sensibilité de l'oeil)

Incertitudes

- Sur a ... Faut voir le niveau de confiance qu'on accorde aux diapos (l'avantage si on fait varier b , c'est qu'on connaît l'incertitude sur cette mesure... Le désavantage, c'est qu'elle risque d'être gigantesque!)
- Sur λ , je sais pas non plus
- Sur L_1 , c'est graduation / $\sqrt{3}$ (incertitude type)

2 Interférences par division d'amplitude

2.1 Cohérence temporelle

Définition : Cohérence temporelle

La cohérence temporelle s'intéresse à l'étude de figure d'interférence de rayonnements étendus fréquemment : spectre en intensité différent d'un pic de Dirac, plusieurs pics d'Irak...

Le rayonnement issu d'une lampe à vapeur de Sodium est donc intéressant à étudier car son spectre idéal présente deux pics d'intensité à deux longueurs d'onde proches notées $\lambda_0 = 589$ nm et $\lambda + \Delta\lambda = 589.6$

nm, soit $\Delta\lambda \ll \lambda$. Les deux pics d'intensité seront pris infiniment fins et avec la même intensité I_0 .

L'interféromètre utilisé est un interféromètre de Michelson en lame d'air d'épaisseur e . On considère alors les deux longueurs d'onde incohérentes et on additionne donc leurs interférogrammes. On obtient alors, au centre de l'écran où $\delta = 2e$:

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

avec notamment un contraste $\mathcal{C}(e) = \cos \left(2\pi \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} e \right)$.

But

Vérifier la relation donnant $\mathcal{C}(e)$ et déterminer $\Delta\lambda$

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. 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.

Expérience : Expérience : Détermination du doublet du sodium

🔗 Jolidon, p.220 Sextant, p.239

⌚ 10 min

- régler l'interféromètre de Michelson en lame d'air et l'éloigner du contact optique. Il y a un compris à trouver : plus on s'éloigne du contact optique plus on pourra charioter et prendre beaucoup de points donc c'est bien pour les incertitudes mais faut pas aller trop loin car l'intensité se casse la gueule aux grands δ à cause du sinc qui provient de la largeur non-nulle des deux pics
- en revenant vers le contact optique, relever au verrier la position x_p de la p -ième anti-coïncidence. Toujours penser à prendre les mesures dans le même sens d'évolution de δ .
- n et p ne diffèrent que d'un entier constant p_0 tel que $n = p - p_0$ et e et la position du miroir x ne diffèrent aussi que d'une constante x_0 telle que $e = x - x_0$. Ainsi, la courbe $x_p(p)$ est une droite de pente $\frac{\lambda_0^2}{2\Delta\lambda} p$. On peut comparer à $\Delta\lambda_{\text{tab}} = 0.597 \text{ nm}$.

$$x_p = \frac{\lambda_0^2}{2\Delta\lambda} p + C^{\text{te}}$$

Gestion des incertitudes

Incertitude sur la position du miroir x_p

- incertitude de pointé $\Delta x_{\text{pté}}$ liée au choix d'une position que l'expérimentateur juge comme l'anti-coïncidence exacte et estimée à 0.01 mm, la graduation du vernier
- incertitude de lecture Δx_{lec} liée à la lecture de la graduation sur le vernier et estimée à 0.005 mm, la moitié de la graduation.

En supposant ces sources d'incertitudes aléatoires et indépendantes, il vient

$$\Delta x = \sqrt{(\Delta x_{\text{pté}})^2 + (\Delta x_{\text{plec}})^2} = 1.1 \times 10^{-2} \text{ mm}$$

On a aussi $\lambda_0 = 589.3 \pm 0.1 \text{ nm}$

Propagation des incertitudes :

En notant A le coefficient directeur donnée par la modélisation, on a :

$$\frac{\Delta(\Delta\lambda)}{\Delta\lambda} = \sqrt{2 \left(\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2}$$

3 Interférence par biréfringence

♣ *Sextant, p.234*

♣ *Duffait, p.145*

♣ *Jolidon, p.237*

But

Mettre en évidence que les polarisations ont été déphasées l'une par rapport à l'autre lors de la propagation de la lame. Mesurer la différence des indices optiques extraordinaire et ordinaire.

Colléaux : Considérons un ensemble Polariseur (\mathcal{P}), une lame uniaxe à faces parallèles \mathcal{L} d'épaisseur e et un Analyseur (\mathcal{A}). (\mathcal{L}) est caractérisée par ses axes propres : l'axe rapide d'indice n_o est l'axe \vec{e}_x et l'axe lent d'indice n_e est l'axe \vec{e}_y , avec $\Delta n = n_e - n_o > 0$.

En éclairant (\mathcal{P}) en incidence normale avec une lumière non polarisée, (\mathcal{P}) va créer une lumière polarisée rectilignement selon son axe principal, $\vec{e}_{\text{mathcal{P}}}$: $\vec{E} = E_0 \vec{e}_{\mathcal{P}} e^{i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x)}$

Cette lumière polarisée rectilignement va arriver sur (\mathcal{L}), il convient alors de définir $\theta_{\mathcal{P}}$ l'angle entre la direction de polarisation rectiligne $\vec{e}_{\mathcal{P}}$ et l'axe rapide \vec{e}_x . L'onde polarisée selon $\vec{e}_{\mathcal{P}}$ est donc projetée selon les axes propres de \mathcal{L} , l'angle $\theta_{\mathcal{P}}$ pondère l'énergie envoyée dans chaque axe.

On a donc maintenant deux ondes polarisées rectilignement dont les directions de polarisation \vec{e}_x et \vec{e}_y sont orthogonales. Par définition d'un milieu biréfringent, chaque onde va voir un indice différent et donc gagner un terme de phase différent en $n_i \frac{2\pi}{\lambda} e$. Ainsi, en sortie de \mathcal{L} , les deux ondes seront déphasées d'un terme $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n e$. C'est super, les ondes sont déphasées on va pouvoir les faire interférer... EN FAIT NON! Les deux ondes sont polarisées rectilignement selon deux directions orthogonales entre elles, toute interférence est impossible en l'état!

C'est le rôle de l'analyseur \mathcal{A} qui va re-projeter ces deux ondes sur une même direction $\vec{e}_{\mathcal{A}}$ qui fait un angle $\theta_{\mathcal{A}}$ avec l'axe \vec{e}_x . Après re-projection, on obtient alors le champ électrique en sortie de notre système ainsi que l'intensité définie comme le module carré de \vec{E} (balek du coefficient de proportionnalité) :

$$\vec{E} = E_0 e^{i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x)} \left(\cos \theta_{\mathcal{P}} \cos \theta_{\mathcal{A}} + \sin \theta_{\mathcal{P}} \sin \theta_{\mathcal{A}} e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n e} \right) \vec{e}_{\mathcal{A}}$$

$$I = E_0^2 \left[\cos^2 \theta_{\mathcal{P}} \cos^2 \theta_{\mathcal{A}} + \sin^2 \theta_{\mathcal{P}} \sin^2 \theta_{\mathcal{A}} + \frac{1}{2} \sin 2\theta_{\mathcal{P}} \sin 2\theta_{\mathcal{A}} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta n e \right) \right]$$

cette expression correspond bien à la formule de Fresnel des interférences et la situation physique aussi car on fait interférer des ondes qui ont suivi des chemins différents, comme dans l'interféromètre de Michelson. On peut vérifier ça avec $\theta_i = 0$ qui correspond $\zeta = 0$ à n'emprunter qu'un seul chemin, il n'y a

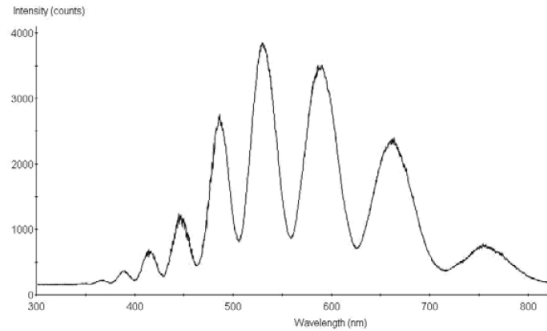


FIGURE 3.1 – **Spectre cannelé** - À plus de 5/6 cannelures l'oeil voit du blanc.

pas d'interférences, de la même manière qu'il n'y a pas d'interférences si les deux bras de l'interféromètre de Michelson sont équivalents.

On voit sur l'expression de I qu'il s'agit d'une fonction périodique en $1/\lambda$, de période $1/\Delta n e$. Ainsi, en faisant l'acquisition $I(1/\lambda)$ on obtiendrait une fonction périodique dont la périodicité donnerait directement $\Delta n e$.

Or, un spectroscope ne permet que de tracer $I(\lambda)$ qui n'est pas périodique. Le comptage du nombre de minima, de *cannelures*, ne permet ainsi que d'arriver à une *biréfringence moyenne*, la valeur moyenne de la fonction $\Delta n(\lambda)$ sur l'intervalle $[\lambda_{min}; \lambda_{max}]$. Δn dépend de λ en $\Delta n(\lambda) = b_0 + b_1/\lambda^2$. Soit N le nombre de cannelures comptées sur cet intervalle, il vient

$$\lambda_{max} - \lambda_{min} = N \times (\Delta n e)$$

ce qui permet d'obtenir Δn

Expérience : Mise en évidence des interférences par biréfringence

🔗 Jolidon, p.233

⌚ 10 min

- la source de lumière est une lampe QI avec son fidèle filtre anticalorique placée assez loin (50 cm) de \mathcal{P} pour être en incidence normale. Le rayonnement de la QI contient des λ compris entre
- croiser \mathcal{P} et \mathcal{A} permet de maximiser le contraste de la figure d'interférence
- insérer une lame biréfringente épaisse (épaisseur optique $> 0.1 \mu\text{m}$) taillée parallèlement à l'axe : lame de quartz !
- étudier le rayonnement en sortie de \mathcal{A} avec un spectroscope et compter le nombre de cannelures N comprises entre λ_{min} et λ_{max}
- pour comparer le résultat $\langle \Delta n \rangle^{exp}$ obtenu, on peut le comparer aux valeurs tabulées des extrema de $\Delta n(\lambda)$ sur l'intervalle de λ utilisé. Les résultats expérimentaux n'ont pas supposé entrer dans les barres d'erreur, juste donner le bon ordre de grandeur. La raison ? 🔗 Jolidon, p. 244 ça suffira pour ce soir je suis trop fatigué.

Gestion des incertitudes

Là pour une fois c'est facile

- les incertitudes sont prises à 1 nm pour λ_{min} et $\lambda_{max} \implies$ incertitude de 2 nm pour $\lambda_{max} - \lambda_{min}$
- l'incertitude de e est à voir au cas par cas mais de l'ordre de 1.57 ± 0.04 mm.

En notant $B = \frac{\lambda_{max} - \lambda_{min}}{N} = \Delta n e$, on a :

$$\frac{\Delta(\Delta n)}{\Delta n} = \sqrt{\left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2 + \left(\frac{\Delta e}{e}\right)^2}$$

CdIS : Si on envoie une onde polarisée avec un angle sur un milieu biréfringent (taillé parallèlement à l'axe optique) de telle façon que la polarisation ne soit alignée avec aucun axe neutre, alors chaque composante verra un indice optique différent. Il existera donc un déphasage φ entre les deux composantes à la sortie. Cependant, ceci ne se traduit pas par des interférences puisque les deux polarisations sont orthogonales.

$$\varphi = \frac{2\pi\Delta n}{e}$$

On ajoute alors un analyseur en sortie, afin de recomposer ces deux polarisation suivant une même direction. L'effet est le plus marqué lorsque les polariseurs sont à 45° avec les axes neutres. Ils peuvent être

- croisés $\implies I = I_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$
- parallèles $\implies I = I_0 \cos^2 \frac{\varphi}{2}$