

Montage - INTERFÉRENCES LUMINEUSES

contact : pierre.lombardo@univ-amu.fr

1 Introduction

Il s'agit de mettre en évidence le phénomène d'interférence ($I \neq I_1 + I_2$) en optique, puis de montrer par l'expérience que ce phénomène ne se produit que sous certaines conditions assez restrictives entre les deux sources qui sont censées interférer. Ces conditions sont la cohérence spatiale (étendue spatiale de la source), la cohérence temporelle (étendue spectrale de la source), et la polarisation (spécifique vibration lumineuse, le terme d'interférence est en effet en optique le produit scalaire de deux vecteurs).

Rapport de Jury 2015 : Montage 8 : Interférences lumineuses. Il n'est pas raisonnable d'envisager d'apprendre à régler un interféromètre de Michelson devant le jury. Par ailleurs, les connaissances théoriques sur les cohérences spatiale et temporelle doivent être reliées aux observations expérimentales. Enfin, il est judicieux de réaliser des expériences simples avant de se lancer dans des expériences sur les notions de cohérence.

Rapport de Jury 2013 : Montage 7 : Trop de candidats ne font pas le rapport entre leurs connaissances théoriques sur les cohérences spatiale et temporelle, et leurs observations expérimentales. Il en résulte souvent des montages mal réglés ou mal utilisés. Pourtant ce montage peut fournir des résultats quantitatifs précis. Il est en particulier intéressant de se placer dans des cas limites où la cohérence spatiale ou la cohérence temporelle peuvent être étudiées indépendamment.

Rapport de Jury 2011 : M07 Interférences lumineuses ; condition d'obtention. Trop de candidats ne font pas le rapport entre leurs connaissances théoriques sur les cohérences spatiale et temporelle, et leurs observations expérimentales. Il en résulte souvent des montages mal réglés ou mal utilisés. Pourtant ce montage peut fournir des résultats quantitatifs précis si le candidat s'y prend bien.

Rapport de Jury 2008 : Dans toute expérience d'optique, les figures sont de bien meilleure qualité quand les appareils sont convenablement alignés.

Rapport de Jury 2004 : Montages 9 et 10 : Dans ces montages, les mesures de largeurs de fentes mal calibrées, ou dont la largeur est donnée de manière indicative (sans indication de précision), ne peuvent pas constituer le thème central de l'étude.

2 Mise en évidence du phénomène d'interférence : fentes d'Young

Biblio : [1] page 161

On peut faire cette première expérience avec un laser pour obtenir une figure d'interférence bien lumineuse et pour ne pas être gêné par les problèmes de cohérence spatiale ou temporelle dont on ne veut pas encore parler à ce stade. On envoie d'abord le laser directement sur une fente et on observe sur l'écran (fente collée à la sortie du laser et écran disposé au moins à 2 mètres, pour être proche des conditions de Fraunhofer). On obtient ainsi un sinus cardinal. On remplace alors la fente par une bi-fente (la fente initiale et les fentes de la bi-fente doivent avoir sensiblement la même largeur). Au lieu d'observer simplement sur l'écran la superposition de deux sinus cardinaux (si on n'avait pas d'interférences), on observe un sinus cardinal dans lequel on trouve des franges noires dues à une interférence destructive entre les deux ondes. En ces points d'intensité lumineuse totale nulle, il est clair que l'intensité totale n'est pas la somme des intensités I_1 et I_2 !

3 Cohérence spatiale : fentes d'Young

Biblio : [1] page 174

On reprend la manipulation précédente mais avec une source de lumière blanche (quartz-iode) pour mettre en évidence une première condition d'obtention des interférences : la cohérence spatiale. On va montrer que, pour les fentes d'Young, lorsque la source n'est pas ponctuelle, les interférences sont brouillées. Ceci est vrai pour tous les dispositifs à division du front d'onde. Ceci explique que les phénomènes d'interférences que l'on peut observer dans la nature ne sont quasiment jamais obtenus par division du front d'onde puisque la plupart des sources de lumière naturelle sont étendues spatialement.

L'expérience est bien décrite dans le sextant p. 174. Elle consiste à comparer l'ouverture angulaire de cohérence spatiale θ_c liée à la fente source, à l'angle θ_b sous lequel la fente source voit la bi-fente. C'est seulement pour les fentes assez fines, lorsque $\theta_c > \theta_b$, que la cohérence spatiale de la source est suffisante pour obtenir des interférences. Bien sûr dans ce cas, la figure obtenue est très peu lumineuse. On a donc à faire un compromis entre luminosité et contraste (dans l'expérience suivante, on verra comment s'affranchir de ce compromis, quand on parlera de localisation).

Ici, pour que l'expérience soit plus facile à exploiter, on choisira astucieusement les distances entre les différents éléments. Par exemple, comme $\theta_b = b/d$, on prendra comme distance d entre fente et bi-fente 10 cm. Pour estimer $\theta_c = \lambda/a$, il faut d'une part utiliser un filtre coloré jaune (de large bande passante pour ne pas perdre trop de lumière) et d'autre part une fente source étalonnée pour pouvoir obtenir rapidement sa largeur (bien vérifier initialement que la fente fermée indique bien le zéro, sinon retrancher cette valeur par la suite). Autre conseil technique important, bien vérifier le *parallélisme* entre la fente source et les fentes de la bi-fente.

Comme la figure est peu lumineuse, on utilise une barrette CCD alimentée. La synchronisation de l'oscilloscope se fait sur la sortie ROG de la barrette et on observe la sortie filtrée sur la voie 1. Pour une certaine largeur a le contraste s'annule puis revient (inversé). Pour une largeur plus grande encore, on peut considérer que le contraste est nul et qu'il n'a plus d'interférences. Vérifier que alors $\theta_c < \theta_b$ (alors qu'on a $\theta_c > \theta_b$ lorsque le contraste est bon, proche de 1).

4 Cohérence spatiale : Michelson

Biblio : [1] page 163

Pour le réglage du Michelson, on peut suivre la procédure proposée dans le Sextant page 146. On commence par un réglage grossier du parallélisme des miroirs (+ réglage de la compensatrice) avec le faisceau laser seul, puis, en plaçant un objectif de microscope devant le laser, on doit visualiser des anneaux (au moins une portion d'une série d'anneaux). La courbure des anneaux nous permet de savoir dans quel sens charrioter pour réduire l'épaisseur de la lame d'air. En effet, la différence de marche s'écrit $\delta = 2e \cos i$ et comme un anneau lumineux correspond à une différence de marche δ donnée, on a e qui diminue quand i diminue (puisque $\cos$ est une fonction décroissante). Ainsi, quand les anneaux se rapprochent de leur centre (i diminue), on sait que l'épaisseur e de la lame d'air diminue aussi. En diminuant e , la courbure des portions d'anneaux va aussi diminuer jusqu'à devenir des franges rectilignes, les franges du coin d'air d'angle α . Une fois en configuration coin d'air à franges d'interférences rectilignes, on peut annuler l'angle α entre les deux miroirs en utilisant les vis de réglage fin (pour cela on écarte au maximum les franges rectilignes du coin d'air). C'est le contact optique ($e = 0$ et $\alpha = 0$).

Une fois le réglage du Michelson réalisé, on met en évidence la localisation des interférences. On

montre que ce dispositif à division d'amplitude permet de travailler avec une source étendue. Le prix à payer est un brouillage (baisse du contraste) des franges (comme avec les fentes d'Young) mais pas partout. Dans une zone particulière de l'espace, le contraste reste bon. C'est ce qu'on appelle la localisation. Bien entendu, si la source est ponctuelle (laser), les interférences restent non localisées et on peut placer l'écran où bon nous semble.

Pour le Michelson en lame d'air, la localisation est parfaite (la source peut être de dimension infinie), et se produit dans le plan focal d'une lentille convergente (c'est à dire à l'infini). Pour le montrer, on peut utiliser le laser muni d'un objectif de microscope. On dispose alors d'une source ponctuelle équivalente se situant au foyer de l'objectif du microscope.

En plaçant d'abord l'écran à 30 cm de la sortie du Michelson, on montre qu'un déplacement de la source ponctuelle (en bougeant le laser latéralement par exemple) conduit à un déplacement du système d'anneaux. Pour pouvoir estimer sans ambiguïté si les anneaux se déplacent, il est bon de dessiner un petit repère au crayon sur l'écran.

Ensuite, on place l'écran dans le plan focal d'une lentille convergente (de grand rayon pour capter les anneaux de grand i et donc les grands anneaux, et de grande focale pour que la figure soit grande : rayon d'un anneau $R_i = f \tan i \approx fi$). Dans ces conditions, on montre que le déplacement de la source ponctuelle ne fait pas bouger le système d'anneaux. Ainsi, en travaillant avec une source étendue, les différents systèmes d'anneaux de chaque petite partie de la source vont se superposer pour donner une figure bien lumineuse (pas de brouillage), si toutefois on regarde les interférences de la lame d'air à l'infini.

Pour le coin d'air, on retrouve le même phénomène de localisation, mais cette fois-ci, la localisation se produit au voisinage des miroirs. Comme on ne peut pas placer l'écran sur les miroirs, on fait l'image du coin d'air sur un écran, avec une lentille convergente. Pour avoir une image de belle taille, on prend une lentille de focale 20 cm et on forme l'image sur un écran placé à 2 m (on a ainsi un grandissement de l'ordre de 10). Attention, on a tout de même une différence notable entre ces deux localisations : dans le cas du coin d'air, même dans la zone de localisation, un déplacement de la source ponctuelle déplace légèrement les franges. En coin d'air, on ne peut donc pas obtenir d'interférences avec une source trop grande.

C'est seulement avec le Michelson réglé en lame d'air et observé dans le plan focal d'une lentille convergente qu'on peut être certain que l'on s'est affranchi complètement du problème de cohérence spatiale. En conséquence, si on observe un brouillage des interférences à l'infini avec le Michelson en lame d'air, on sait que l'étendue spatiale de la source n'est pas en cause. On peut alors étudier l'autre cause de brouillage des interférences : la cohérence temporelle.

Une petite remarque ici s'impose sur le passage lame d'air/coin d'air à travailler expérimentalement. Pour passer de l'un à l'autre des réglages, il faut intervenir à plusieurs niveaux sur le Michelson :

- D'abord dans la façon d'éclairer : le coin d'air s'éclaire en lumière parallèle et la lame d'air en lumière la plus convergente possible (pour avoir le maximum de valeurs de i).
- Ensuite, dans la façon d'observer les interférences : on fait l'image du coin d'air avec une lentille de 20 cm de focale, alors qu'on observe les anneaux d'égale inclinaison (de la lame d'air) dans le plan focal d'une lentille de 1 ou 2 m de focale (et de grand diamètre).
- Enfin, on doit bien sûr toucher au réglage du Michelson en prenant toujours garde à ne pas avoir en même temps une épaisseur e non nulle et un angle α non nul. Le Michelson serait en effet dérégulé. Par exemple, il faut d'abord annuler l'angle entre les deux miroirs avant de donner une épaisseur à la lame d'air pour passer du coin d'air à la lame d'air.

5 Cohérence temporelle : Michelson

Biblio : [1] page 239 (Na) et page 240 (Hg)

Comme expliqué ci-dessus, avec le Michelson en lame d'air, la cohérence spatiale n'est plus un problème si on regarde les interférences à l'infini. On peut alors étudier la cohérence temporelle en détail, c'est à dire la composition spectrale des sources. Comme pour la cohérence spatiale, où une source non ponctuelle spatialement peut conduire à un brouillage des interférences, dans le cas de la cohérence temporelle, une source non monochromatique peut conduire à une baisse du contraste des franges.

On ne fera pas ici un enregistrement de l'interférogramme sur table traçante (expérience longue à mettre en place) comme dans le montage Spectrométrie. Deux expériences quantitatives sont néanmoins possibles pour mettre en évidence la cohérence temporelle. La première est l'estimation de la largeur de la raie verte du Mercure (Sextant p. 240 $\Delta\lambda \approx 0.2$ nm). La seconde est la mesure de l'écart en longueur d'onde du doublet du sodium (Sextant p. 239 $\Delta\lambda \approx 0.59$ nm).

Dans les deux cas, une mesure de la différence de marche (déduite du déplacement Δx du miroir lié au charriot du Michelson : $\delta = 2\Delta x$, attention à ne pas oublier ce facteur 2 !) permet de remonter à une largeur spectrale en nombre d'onde $\Delta\nu$ (où $\nu = 1/\lambda$). δ en m et ν en m^{-1} sont en effet les variables conjuguées par transformée de Fourier entre le facteur de visibilité des anneaux $V(\delta)$ et l'intensité spectrale de la source $I(\nu)$. Plus précisément, le théorème de Wiener-Kintchine (voir [3]) s'écrit : $V(\delta) = |\text{TF}[I(\nu)]|$. Enfin, on trouve $\Delta\lambda = \Delta\nu\lambda_m^2$ en différentiant autour de la longueur d'onde moyenne λ_m . C'est le principe de la spectrométrie interférentielle expliqué dans le Sextant p. 235.

Dans ces expériences, la cohérence temporelle est donc bien une condition d'obtention des interférences, mais elle est présentée sous un éclairage positif, puisqu'elle permet la très utile étude de la composition spectrale des sources de lumière.

Références

- [1] Sextant *Optique expérimentale*
- [2] Dufait *Expériences Optique Agrégation*
- [3] Perez *Optique Fondements et Applications*