

LP18. Interférométrie à division d'amplitude.

jeudi 20 mars 2025 09:11

Manip:
Michelson lame d'aire quanti
Coin d'air quali
Fabry-Pérot quali ouverture

Pour Fabry Perot et pour michelson plutôt que faire de la trigo chiante: astuces des sources virtuelles (à creuser) mais ça fait des calculs très rapide

Différence réseau/michelson: on peut atteindre des ordres d'interférences très grand ce qui permet de faire les mesures !

Pour une source ponctuelle, on voit les interférences partout (pour tout position de l'écran) mais intensité faible, source étendu, on les voit qu'à un endroit mais beaucoup plus lumineuse. C'est plus pédagogique (se renseigner tout ça)
Ref sur la localisation des interférences: Jolidon, ondes lumineuses champo, moras, hprépa interférence
Théorème de localisation des interférences

Ref: Ondes lumineuses
Jolidon (pour théorème de localisation et cohérence)
Dunod PC Sanz

- 1. Localisation des interférences
 - a. Condition de non brouillage
 - b. Théorème de localisation
- 2. Interféromètre de Michelson
 - a. Lame d'air, franges d'égales inclinaison (MANIP QUANTI, doublet sodium)
 - b. Coin d'air, franges d'égales épaisseur (MANIP QUALI, passage en coin d'air sous les yeux du jury)
- 3. Interféromètre de Fabry-Pérot
 - a. Intensité de l'onde transmise (CODE)
 - b. Finesse (MANIP QUALI, on résout le doublet !! On pourrait le quantifier en faisant ça et ça)

- 1. Lame d'air
 - a. Manip
 - b. Théorie
 - c. Re-manip mais quanti sur le doublet du sodium
- 2. Coin d'air
 - a. Manip
 - b. Théorie
- 3. Fabry-Pérot



LP34_2017
_Interféro...

LP34 – INTERFÉROMÉTRIE À DIVISION D'AMPLITUDE

17 novembre 2016

David Dancourt & Camille Elay

Les interférences elles sont là que si on les regarde.

Jojo

Niveau : L2

Commentaires du jury

- 2016 : La distinction entre division du front d'onde et d'amplitude doit être précise. Le jury rappelle que l'utilisation d'une lame semi-réfléchissante ne conduit pas nécessairement à une division d'amplitude.
- 2015 : Les notions de cohérence doivent être présentées.
- 2014 : Un interféromètre comportant une lame séparatrice n'est pas obligatoirement utilisé en diviseur d'amplitude. La notion de cohérence et ses limites doivent être discutées.

Jusqu'en 2013, le titre était : *Interférométrie à division d'amplitude. Applications.*

- 2005 : Le Michelson n'est souvent utilisé qu'en lame d'air. Les problèmes de localisation et les détails expérimentaux sont rarement présentés, tout comme les applications. On peut, pour cette leçon, admettre que les dispositifs par division du front d'onde ont déjà été étudiés auparavant, ce qui permet au candidat d'entrer tout de suite dans le vif du sujet de la division d'amplitude et de son intérêt.

Bibliographie

- Optique, J.-Ph. Pérois
- Ondes lumineuses, R.-J. Champeau
- Optique ondulatoire, J.-M. Brebec, H. Pérois
- Optique, S. Huard

- Michelson, Fabry-Pérot et certaines de leurs applications
- Théorème de localisation des franges
- Applications du Michelson et du Fabry-Pérot
- Régimes du Michelson et du Fabry-Pérot

Prérequis

- Interférences à deux ondes
- Optique géométrique et ondulatoire
- Notion de cohérence
- Interférences à division du front d'onde

Expériences

- Passage de source ponctuelle à étendue pour le Michelson en lame d'air
- Principe de la mesure de l'écart du doublet du sodium avec le Michelson
- Séparation du doublet du sodium avec le Fabry-Pérot

Table des matières

1	Localisation des interférences	2
1.1	Condition de non brouillage	2
1.2	Théorème de localisation	3
2	Interféromètre de Michelson	3
2.1	Lame d'air, franges d'égales inclinaison	4
2.2	Coin d'air et frange d'égale épaisseur	5
3	Interféromètre de Fabry-Pérot	6
3.1	Intensité de l'onde transmise	6
3.2	Finesse et pouvoir de résolution	7

Plans Page 1

Introduction

On a abordé dans une précédente leçon les interférences à deux ordres, et nous avons montré qu'il existe deux principaux types d'interféromètres :

- division du front d'onde, où la surface d'onde est modifiée,
- division d'amplitude, où le front d'onde reste constant et où l'intensité est modifiée.

Les effets de la cohérence spatiale (source étendue) et temporelle (qualité de la lampe spectrale) sur les figures d'interférences ont été abordés. Dans cette leçon, nous allons nous concentrer sur la division d'amplitude, en insistant sur son intérêt pour s'affranchir des effets de la cohérence spatiale. Nous discuterons également des applications permettant la mesure précise de longueurs d'onde.

1 Localisation des interférences

1.1 Condition de non brouillage

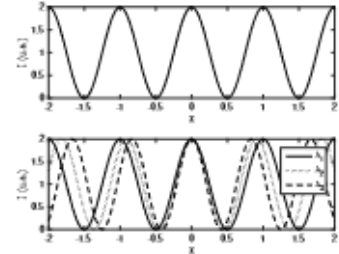


Fig. 1 Figures d'interférence pour une source monochromatique ponctuelle (en haut), étendue (en bas). Dans ce second cas, les optiques d'interférence créés par chaque point source se superposent ce qui engendre le brouillage des interférences.

Considérons un système interférentiel quelconque, éclairé par une source ponctuelle rigoureusement monochromatique de longueur d'onde λ . On se place dans un milieu homogène isotrope d'indice $n = 1$. La figure d'interférences obtenue est similaire à celle de la Figure 1 (en haut).

Si la source est étendue mais toujours parfaitement cohérente temporellement, les différents points de la source sont incohérents entre eux et engendrent plusieurs systèmes d'interférences indépendants comme l'illustre la Figure 1 (en bas). Il en résulte un brouillage des interférences. Pour s'affranchir de ce brouillage, la différence de marche δ en un point de l'écran ne doit pas dépendre du point source.

On schématise le système précédent par la Figure 2.

Calculons la différence de marche pour les rayons 1 et 2 issus des points sources S et S' :

$$\delta(S, M) = [(SM)_1 - (SM)_2] \quad (1)$$

$$\delta(S', M) = [(S'M)_1 - (S'M)_2] \quad (2)$$

La condition de non dépendance de δ en la position de la source, dite condition de non brouillage, est alors :

$$\begin{aligned} \Delta\delta = \delta(S, M) - \delta(S', M) &= 0 \\ \text{i.e. } SM_1 - S'M_1 - (SM_2 - S'M_2) &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

Ainsi pour S et S' proches, la condition de non brouillage devient

2

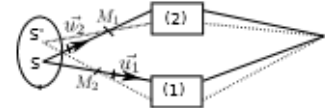


Fig. 2 Modification globale d'un interféromètre.

$$S\vec{S}' \cdot (\vec{u}_1 - \vec{u}_2) = 0 \quad (4)$$

Les interférences sont alors localisées au voisinage des points permettant la vérification de cette condition. Il y a donc deux possibilités :

- l'éclairement se fait orthogonalement aux rayons qui interfèrent. Les interférences sont alors dilocalisées. Pour les fentes d'Young, cela revient à éclairer le système avec une fente parallèle aux fentes composant le dispositif interférentiel,
- les rayons qui interfèrent vérifient $\vec{u}_2 = \vec{u}_1$, i.e. les rayons issus du même rayon incident : c'est la division d'amplitude.

1.2 Théorème de localisation

Théorème de localisation

Seuls les interféromètres à division d'amplitude donnent lieu à l'observation d'interférences contrastées pour une source étendue. Alors ces interférences sont localisées au voisinage des points d'intersection des rayons issus du même rayon incident.

Ce théorème va nous accompagner tout au long de la leçon. Appliquons le pour commencer à l'interféromètre de Michelson.

2 Interféromètre de Michelson

À la fin du 19^e siècle, Michelson met au point un interféromètre qui porte aujourd'hui son nom dans l'optique de mesure l'existence de l'éther (expérience qui a finalement démontré le contraire !). Il reçoit le prix Nobel en 1907 "pour ses instruments optiques de précision ainsi que les études spectroscopiques et métrologiques menées avec ceux-ci". La composition de son interféromètre est la suivante :

- Deux miroirs métallisés, notés M1 et M2, ajustables grâce aux vis de réglage C_1, C_2, A_1, A_2 .
- Un dispositif semi-réfléchissant séparant le faisceau incident en deux rayons d'égale intensité, que l'on fait interférer. Il est composé de deux lames à faces parallèles. La séparatrice, taillée sur l'une de ses faces pour être semi-réfléchissante, assure la division du faisceau incident en deux nouveaux rayons d'intensité moindres. 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.

On peut modifier le Michelson par le dispositif équivalent représenté sur la Figure 4.

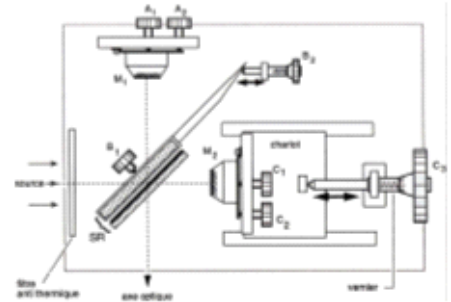


Fig. 3 Interféromètre de Michelson. On retrouve les deux miroirs ajustables M1 et M2, la séparatrice et le compensateur ainsi que le dispositif permettant la translation du miroir M2. Figure tirée de la banque d'image.

2.1 lame d'air, franges d'égalles inclinaison

▲ Michelson en lame d'air

✶ Sextant

⊙ 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 dégrade, 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.

On se propose d'expliquer ces observations par une étude détaillée du dispositif.

2.1.1 Localisation des interférences

On applique le théorème de localisation. On cherche le lieu d'intersection des rayons issus d'un unique rayon incident. Comme le montre la Figure 4, pour un rayon 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 peut également remarquer la symétrie du système par rotation autour de l'axe optique, ce qui explique la forme d'anneau des interférences.

2.1.2 Différence de marche

En considérant les ondes planes, l'application du théorème de Malus nous permet de montrer que

$$\delta = 2e \cos(i). \quad (5)$$

L'intensité des interférences est alors

$$I = \frac{I_{\max}}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} e \cos(i) \right) \right]. \quad (6)$$

où I_{\max} dépend seulement de l'intensité de l'onde incidente et du dispositif semi réfléchissant. Comme la différence de marche ne dépend que de l'angle d'incidence i , on parle d'anneaux d'égalles inclinaison.

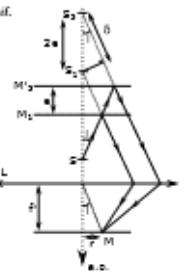


Fig. 4 Schéma géométrique du Michelson. Le point source est en S. Son image par rapport aux miroirs M1 et M2 donne deux points sources fictifs S1 et S2.

Application à la spectroscopie La lampe spectrale à vapeur de sodium présente un doublet jaune $\lambda_1 = 589 \text{ nm}$ et $\lambda_2 = 589.6 \text{ nm}$. La présence de deux sources incohérentes modifie la figure d'interférence. L'intensité observée est donnée par

$$I = \frac{I_{\max}}{2} \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi \Delta \lambda}{\lambda_0} 2e \cos(i) \right) \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \delta \right) \right), \quad (7)$$

où $\lambda_0 = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$ et $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. L'interféromètre de Michelson ne permet ainsi pas de résoudre directement le doublet du sodium. On observe cependant un brouillage des interférences pour les $e_0 = \frac{\lambda_0}{2\Delta \lambda} k + e^0$. On peut alors déterminer $\Delta \lambda$ en mesurant l'épaisseur e de la lame d'air pour plusieurs antécédents successifs.

▲ Observation d'une antécédence

✶ Sextant

⊙ 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 antécédence.

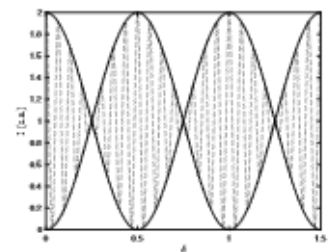


Fig. 5 En pointillé l'intensité obtenue sur le doublet du sodium. On constate que le contraste s'annule régulièrement : on observe des antécédences en ces points.

Étudions à présent une seconde disposition du Michelson. On place à présent les miroirs en coin d'air.

2.2 Coin d'air et frange d'égalé épaisseur

2.2.1 Localisation des franges

Appliquons une nouvelle fois le théorème de localisation des interférences. En considérant un unique rayon incident, formant un angle α faibles, on obtient deux rayons qui se croisent au voisinage des miroirs (Figure 6). Le lieu 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 M1.

2.2.2 Franges d'égalé épaisseur

Comme l'illustre la Figure 6, en incidence normale la différence de marche est

$$\delta = 2e(X) = 2nX, \quad (8)$$

où X désigne la coordonnée du rayon incident sur le miroir M1. La seconde épaisseur n'est visible que dans l'approximation d'un angle α faibles. Comme la différence de marche dépend seulement du point d'incidence sur le coin d'air, on parle de franges d'égalé épaisseur. La symétrie par rotation autour de l'axe optique est brisée, on obtient des franges rectilignes.

Cette dépendance des interférences en l'épaisseur du coin d'air permet la mesure de l'épaisseur de lame, ou la mesure d'indices optiques.

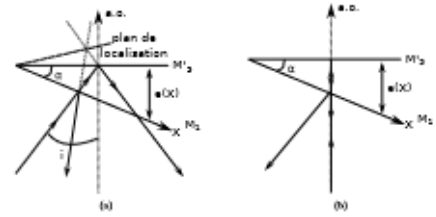
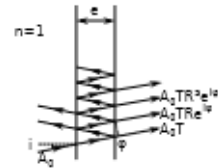


Fig. 6 Interféromètre de Michelson en coin d'air (a) en incidence quelconque et (b) en incidence normale.

Le Michelson est donc un interféromètre à division d'amplitude de grande précision. On s'affranchit des problèmes de cohérence spatiale au prix de localisation des franges, ce qui permet un net gain d'intensité sur la figure d'interférence. Il ne permet cependant pas de résoudre directement le doublet du sodium. Dans ce but, étudions un dispositif interférométrique non plus à 2 ordres mais à N ordres : le Fabry-Pérot.

3 Interféromètre de Fabry-Pérot

L'interféromètre de Fabry-Pérot a été inventé par deux physiciens français à la fin du 19^{ème} siècle. Il est composé de deux lames à faces parallèles semi-réfléchissantes que l'on considère identiques. On note r et t leurs coefficients de réflexion et transmission en amplitude. Comme on se place toujours ici dans un milieu d'indice $n = 1$, il n'y a qu'un type d'interface et donc un seul coefficient de réflexion r . Les deux lames sont parallèles entre elles, si bien que le dispositif est analogue à une lame d'air. La figure d'interférence sera donc formée d'anneaux d'épaisseur localisée en l'infini. Par analogie également, la différence de marche entre deux rayons sortants successifs est $\delta = 2e \cos(\theta)$. Par la suite, on notera $R = r^2$ et $T = t^2$. La marche d'un rayon à travers le système est représentée en Figure 7.


 Fig. 7 Interféromètre de Fabry-Pérot. L'appareil est composé de deux lames parallèles semi-réfléchissantes séparées d'une distance e . Le faisceau incident subit de multiples réflexions avant d'être transmis. On note r (resp. t) le coefficient de réflexion (resp. de transmission) en amplitude des lames. R et T sont les coefficients en puissance.

3.1 Intensité de l'onde transmise

Les réflexions multiples créent une infinité d'ondes transmises, ce qui change grandement l'intensité transmise par rapport au cas du Michelson. Tous les rayons sont transmis deux fois d'où le facteur $T = t^2$. Le premier rayon sortant n'est pas réfléchi, alors que le second est réfléchi 2 fois, d'où un facteur $R = r^2$, et le même rayon l'est 2n fois d'où un facteur R^n . L'amplitude de l'onde en sortie de l'interféromètre est donc :

$$A = A_0 e^{i\phi} \sum_{n=0}^{\infty} (r^2 e^{i\phi})^n = \frac{A_0 T}{1 - R e^{i2\phi}}. \quad (9)$$

où A_0 est l'amplitude de l'onde incidente et $\phi = \frac{4\pi}{\lambda} x \cos(\frac{\theta}{2})$ le déphasage entre deux ondes réfléchies successives. On obtient ainsi l'intensité

$$I = |A|^2 = \frac{I_0 \sin^2 \left(\frac{\phi}{2} \right) (1 - R)^2}{1 + \frac{4R}{1 - R^2} \sin^2 \left(\frac{\phi}{2} \right)}. \quad (10)$$

En notant $I_{\max} = \frac{I_0 (1 - R)^2}{(1 - R)^2}$ et $M = \frac{4R}{1 - R^2}$, on peut réécrire

$$I = \frac{I_{\max}}{1 + M \sin^2 \left(\frac{\phi}{2} \right)}. \quad (11)$$

Pour un coefficient R proche de 1, on obtient des interférences très contrastées (Figure 77). Les pics sont très fins et localisés autour des points d'annulation de $\sin(\phi/2)$. Pour R petit devant 1, on perd en contraste.

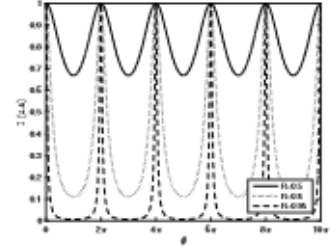


Fig. 8 Intensité transmise en fonction du déphasage ϕ pour deux coefficients de réflexion des miroirs. Plus les miroirs sont réfléchissants et plus les pics sont fins.

3.2 Finesse et pouvoir de résolution

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

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\phi}{\delta\phi}, \quad (12)$$

avec $\Delta\phi$ l'écart entre deux pics successifs et $\delta\phi$ la largeur à mi-hauteur d'un pic. Les pics correspondent aux maxima de I soit les $\phi = 2k\pi$, à $k \in \mathbb{Z}$ donc

$$\Delta\phi = 2\pi \quad (13)$$

Plaçons nous au voisinage d'un pic : $\phi = 2k\pi + \epsilon$, $\epsilon \ll 1$. Un développement limité donne $\sin\left(\frac{\epsilon}{2}\right) \approx (-1)^k \frac{\epsilon}{2}$, d'où

$$I \approx \frac{I_{\max}}{1 + \frac{M\epsilon^2}{4}}. \quad (14)$$

On reconnaît une loi en ϵ^2 de largeur à mi-hauteur $\delta\phi = \frac{2}{\sqrt{M}}$. Ainsi,

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{M}}{2} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R}. \quad (15)$$

Ordres de grandeur

Pour $R=0.9$, $\mathcal{F} = 14$, et pour $R=0.99$, $\mathcal{F} = 313$. Une faible augmentation de R permet ainsi un fort gain en finesse. On notera que la finesse des meilleurs cavités Fabry-Pérot est actuellement de l'ordre de 100000. On peut également comparer cette finesse à celle qu'on pourrait définir pour le Michelson, qui serait de 2.

La grande finesse du Fabry-Pérot laisse espérer la possibilité de résoudre directement le doublet du sodium. Détaillons pour cela le pouvoir de résolution du dispositif, qui quantifie sa capacité à séparer deux longueurs d'onde :

$$PR = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (16)$$

avec λ la longueur d'onde moyenne et $\Delta\lambda$ l'écart en longueur d'onde séparable minimal. Ici $\Delta\lambda$ est noté par le critère de Rayleigh à la largeur en longueur d'onde des pics. On obtient donc, en valeur absolue,

$$\delta\phi = \frac{2\pi}{\mathcal{F}} = \frac{4\pi x \cos(\frac{\theta}{2})}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad (17)$$

donc

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2x \cos(\frac{\theta}{2}) \mathcal{F}} \quad (18)$$

et

$$PR = \frac{2x \cos(\frac{\theta}{2}) \mathcal{F}}{\lambda} = p\mathcal{F}, \quad (19)$$

où p est l'ordre d'interférence.

Pour les réseaux Fabry-Pérot de la collection, $R = 0.95$. Une épaisseur $e = 0.2$ mm pour le doublet du sodium $\lambda = 589.3$ nm donne $PR = 13000$ en incidence normale. Or le pouvoir de résolution minimal pour résoudre le doublet du sodium est $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 1000$. Il est donc possible de séparer le doublet du sodium à l'aide du Fabry-Pérot.

► Séparation du doublet du sodium

► Difficile

► Besoin

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 notes 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 palette qui, dans le cas de l'interféromètre de Fabry-Pérot, peuvent nécessiter 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.

Conclusion

Au cours de cette leçon, nous avons montré que les interféromètres à division d'amplitude s'affranchissent des problèmes liés à la cohérence spatiale, mais que cela se paie au prix de la localisation des interférences. Les images sont cependant plus lumineuses et l'on peut réaliser des mesures précises de spectroscopie. Il existe d'autres interféromètres à division d'amplitude comme l'interféromètre de Mach-Zehnder ou celui de Sagnac. Ce dernier est utilisé dans les avions pour mesurer avec précision des vitesses de rotation.

Questions et commentaires



LP 34 Interférométrie à division d'amplitude

Présentation : Camille Elloy le jeudi 17 Novembre 2016

Correction : Marc VINCENT¹, Samuel PAILLAT¹

Note : A

Les commentaires suivants reprennent et complètent plusieurs remarques formulées à l'issue de la présentation. Il s'agit de mises en garde et/ou de propositions sachant qu'il appartient à chacun de faire ses choix et de les assumer ensuite sur la base éventuellement de ce rapport.

1 Extrait des rapports de jury

Jusqu'en 2013, le titre était : Interféromètres à division d'amplitude. Exemples.

2016 La distinction entre divisions du front d'onde et d'amplitude doit être précise. Le jury rappelle que l'utilisation d'une lame semi-réfléchissante ne conduit pas nécessairement à une division d'amplitude.

2015 Les notions de cohérence doivent être présentées.

2014 Un interféromètre comportant une lame séparatrice n'est pas obligatoirement utilisé en diviseur d'amplitude. La notion de cohérence et ses limites doivent être discutées.

2005 Le Michelson n'est souvent utilisé qu'en lame d'air. Les problèmes de localisation et les détails expérimentaux sont rarement présents, tout comme les applications. On peut, dans cette leçon, admettre que les dispositifs par division du front d'onde ont déjà été étudiés auparavant, ce qui permet au candidat d'entrer tout de suite dans le vif du sujet de la division d'amplitude et de son intérêt.

2 Commentaires généraux

Très bonne présentation de Camille Elloy, très claire. Les calculs étaient bien menés. Deux expériences ont été présentées au bon moment et ont été tout à fait concluantes. Avec le Michelson en configuration lame d'air, il a mis en évidence la localisation des anneaux à l'infini et a montré l'évolution du contraste dans le cas du doublet jaune du sodium. Il a aussi montré que le Fabry-Pérot permettait de résoudre ce même doublet jaune du sodium. Il n'y a eu qu'une seule fausse note avec la présentation sur transparent d'un schéma du Michelson en lame d'air incorrect. Enfin, Camille a été très à l'aise dans ses réponses aux questions permettant aux correcteurs de poser des questions plus ouvertes.

3 Commentaires détaillés

3.1 Première partie : Localisation des interférences

Il n'y a pas de remarques particulières sur cette partie. La condition de non-brouillage pour une source étendue et le théorème de localisation ont été bien présentés de manière à introduire l'utilité des interféromètres à division d'amplitude. Il faut quand même rappeler rapidement les notions de cohérence spatiale et temporelle et bien préciser qu'on utilise le modèle scalaire de la lumière, soit avec des ondes non-polarisées (lumière blanche, ...) ou des ondes polarisées dans des directions non orthogonales.

¹ marc.vincent@univ-lyon.fr
samuel.paillet@univ-lyon.fr

3.2 Deuxième partie : Interféromètre de Michelson

Après une présentation du Michelson, Camille a très bien montré expérimentalement qu'avec l'élargissement de la source en configuration lame d'air on perd le contraste de la figure d'interférence mais qu'on le retrouve en éloignant l'écran. L'insertion d'une lentille pour observer la figure contrastée dans son plan focal a été très concluante. Dans cette partie, Camille a été réactif pour modifier ses réglages alors que la première figure était assez floue, ce qui a permis de faire ensuite de très bonnes observations. Par contre, le schéma du Michelson en lame d'air était faux. Lorsqu'on s'en rend compte pendant la leçon, il faut le préciser et ne pas l'utiliser plutôt de continuer comme s'il était juste.

Enfin, pour la configuration en coin d'air, Camille a juste présenté la localisation des franges et fait le calcul de la différence de marche sans expériences ni applications mais il a ensuite bien répondu aux questions sur ce sujet.

3.3 Interféromètre de Fabry-Pérot

Le calcul de la figure d'interférence en sortie d'un Fabry-Pérot a été très bien fait ainsi que le calcul de sa finesse et de son pouvoir de résolution. L'observation des deux systèmes d'anneaux dans le cas du doublet jaune du sodium en fin de leçon était très réussie.

4 Questions du jury

- Pouvez-vous préciser les notions de cohérence spatiale et temporelle ?
- Donnez la définition du contraste.
- Est-ce qu'il est important que la lame séparatrice soit semi-réfléchissante ?
- Que se passe-t-il si les amplitudes des pics correspondant au doublet jaune du sodium ne sont pas égales ?
- Est-ce que l'on peut retrouver la largeur d'un pic du doublet jaune du sodium avec le Michelson ?
- Comment observe-t-on la figure d'interférence en configuration coin d'air ? Quelles sont les applications du Michelson dans cette configuration ?
- Quelle est la différence entre la figure d'interférence obtenue avec un Fabry-Pérot et celle obtenue avec un réseau ?
- Est-il pertinent de parler de finesse dans le cas du Michelson ?
- Qu'est-ce que l'effet Sagnac ?
- Pouvez-vous présenter l'interféromètre VIRGO ?
- Est-ce qu'il existe pour les atomes l'équivalent de lames semi-réfléchissantes permettant de faire un interféromètre à division d'amplitude ?

5 Conclusion

C'est une leçon où les phénomènes présentés sont bien connus et le plan de la leçon est souvent classique. Il faut alors montrer une grande maîtrise dans les calculs et dans les manipulations expérimentales, ce qui a été le cas dans cette présentation. Le temps a été bien respecté. Une manière de varier un peu serait de présenter la figure d'interférence en configuration coin d'air mais cela implique de diminuer la première partie qui permet néanmoins de bien justifier l'utilité des interféromètres à division d'amplitude.