

LP33 – INTERFÉRENCES À DEUX ONDES EN OPTIQUE

25 juin 2020

Aurélien Goerlinger & Yohann Faure

Niveau : L2

Commentaires du jury

- **2016** : Les approximations mises en oeuvre dans les calculs de différence de marche doivent être justifiées a priori
- **2015** : L'exposé doit permettre de préciser clairement les contraintes particulières que l'optique impose aux dispositifs interférentiels par rapport à d'autres domaines.
- **2009-2010** : Il faut réfléchir à l'opération de moyenne réalisée par le détecteur et il est bon de connaître quelques ordres de grandeurs à ce sujet.
- **2003** : Cette leçon doit être illustrée expérimentalement, le candidat devant être en mesure de montrer clairement les effets de cohérence spatiale ou temporelle de la source.

Bibliographie

- | | |
|---|--------------|
| ✎ <i>Optique</i> , Huard | → Tout |
| ✎ <i>Optics</i> , Hecht | → Tout aussi |
| ✎ <i>Tout-en-un Physique PC</i> , Sanz | → ODG |

Prérequis

- Optique Géométrique
- Modèle scalaire de la lumière
- Diffraction
- EM dans le vide

Expériences



Table des matières

1	Conditions d'interférences	2
1.1	Présentation du détecteur de lumière	2
1.2	Superposition d'ondes dans le modèle scalaire	3
1.3	Terme de déphasage	4
2	Fentes/trous d'Young et source idéale	5
2.1	Présentation et observations	5
2.2	Figure d'interférence	6
2.3	Retour sur l'expérience	6
2.4	Trous d'Young	7
2.5	Cas perpendiculaire à l'axe	7
3	Sources réelles - Notion de cohérence	7
3.1	Cohérence spatiale – Étalement spatial	7
3.2	Cohérence temporelle – Étalement spectral	9
3.2.1	Pourquoi le polychromatisme ?	9
3.2.2	Effet de deux longueurs d'ondes – doublet du sodium	9
3.2.3	Source réelle – spectre continu	10
3.2.4	Cas de la lumière blanche	11

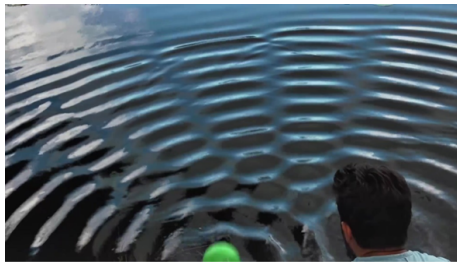
Introduction

Le phénomène d'interférences est un phénomène caractéristique des ondes qui se manifeste par le fait que l'intensité de la somme de deux ondes n'est pas la somme des intensités de chaque onde. On rencontre ce phénomène dans plusieurs domaines de la physique ondulatoire, comme par exemple avec les ondes sonores et les ondes à la surface d'un liquide (montrer une vidéo avec l'interférence de vagues¹). On observe également des interférences en optique, comme dans le cas de l'irisation d'une bulle de savon ou de la coloration d'une lame mince (teinte de Newton). Cependant, elles ne sont pas si simples à obtenir.



Éclairer un écran avec 2 lampes : pas d'interférences.

Cette leçon a donc pour but de présenter les conditions nécessaires à l'obtention d'interférences en optique.



Moyenné sur < 0.1 s



Moyenné sur 3 s

1 Conditions d'interférences

1.1 Présentation du détecteur de lumière

Avant de commencer toute étude, il faut déjà être capable de détecter la lumière. En optique ondulatoire, on représente la lumière avec un champ \vec{E} et un champ \vec{B} . On pourrait donc naïvement penser qu'on peut étudier le phénomène d'interférences en détectant le champ \vec{E} . Seulement il y a un hic : le champ \vec{E} varie extrêmement vite dans le temps. Par exemple, le champ \vec{E} de la lumière dans le visible varie avec une fréquence $f = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \times 10^8}{6 \times 10^{-7}} = 5 \times 10^{14}$ Hz et donc avec une période $T = 2 \times 10^{-15}$ s. Pour comparaison, les détecteurs à notre disposition ont des temps de réponse² beaucoup plus élevés à cause des différents procédés physiques/biologiques en jeu lors de leur fonctionnement :

Capteur	Temps de réponse T_d (s)
Oeil	10^{-1}
Appareil photo	10^{-3}
Photomultiplicateur	10^{-9}
Photodiode	10^{-12}

On voit donc que dans tous les cas $T_d \gg T$, et en général le temps de réponse des détecteurs est également très supérieur aux temps caractéristiques de fluctuation de l'amplitude et de la phase de la lumière émise par une source chaotique (QI, lampes à vapeur...). On n'a donc accès qu'à la valeur moyenne du champ \vec{E} sans espoir d'obtenir sa valeur réelle.

On va donc définir une grandeur qui est bien plus facilement accessible afin de pallier à ce problème : l'**intensité vibratoire** définie par

$$I(M) = \left\langle \left\| \vec{E}(M, t) \right\|^2 \right\rangle_{T_d} = \frac{1}{T_d} \int_0^{T_d} \left\| \vec{E}(M, t) \right\|^2 dt \quad (1)$$

1. <https://www.youtube.com/watch?v=Iuv6hY6zsd0#t=4m49s> ou <https://www.youtube.com/watch?v=yDuzUvsvvugo>

2. Champeau, p432

Attention

Cette intensité **n'est pas l'intensité lumineuse** ! L'intensité lumineuse, exprimée en Candela, est une grandeur qui exprime la capacité à éclairer d'une source ponctuelle de lumière dans une direction donnée.

On a alors $\mathcal{I} = \epsilon d^2$ où ϵ est l'éclairement et d la distance à la source, et $\mathcal{I} = \frac{d\Phi}{d\Omega}$ où Φ est le flux lumineux et Ω l'angle solide.

1.2 Superposition d'ondes dans le modèle scalaire

✎ Hecht ³ p403

On sait maintenant quelle grandeur étudier pour comprendre les interférences. Il reste maintenant à faire les calculs et pour cela, on se place de la cadre du modèle scalaire de la lumière donc les hypothèses sont les suivantes :

- les milieux sont transparents ;
- la lumière est décrite par des rayons lumineux indépendants ;
- en chaque point du rayon l'état vibratoire est décrite par une grandeur scalaire s ;
- la lumière a localement une structure d'onde plane (de polarisation quelconque).

Considérons deux OPPH issues de deux sources distinctes S_1 et S_2 qui se superposent en un point M ⁴. D'après le théorème de superposition, la vibration lumineuse en M est donc :

$$\begin{aligned} s(M, t) &= s_1(M, t) + s_2(M, t) \\ &= A_1(M) \cos(\omega_1 t - \phi_1(M, t)) + A_2(M) \cos(\omega_2 t - \phi_2(M, t)) \end{aligned} \quad (2)$$

avec $\phi_i = \vec{k}_i \cdot \vec{r} - \varphi_i$ pour une propagation dans un milieu homogène isotrope avec une phase à l'émission φ_i . Dans le cadre du modèle scalaire, l'intensité vibratoire pour chaque source s'écrit $I_i = \langle s_i^2 \rangle$ et l'intensité vibratoire totale s'écrit $I = \langle s^2 \rangle$. **On parle donc d'interférences si $I \neq I_1 + I_2$** . Si ce n'est pas le cas, on n'a pas d'interférences comme par exemple on a pu le voir en éclairant un écran avec deux lampes. Deux sources qui permettent d'avoir $I \neq I_1 + I_2$ sont dites **cohérentes**. Faisons donc le calcul :

$$\begin{aligned} I &= \langle s^2 \rangle = \langle (s_1 + s_2)^2 \rangle \\ &= \langle s_1^2 + s_2^2 + 2s_1 s_2 \rangle \\ &= \langle s_1^2 \rangle + \langle s_2^2 \rangle + 2 \langle s_1 s_2 \rangle \\ &= I_1 + I_2 + 2 \langle s_1 s_2 \rangle \end{aligned} \quad (3)$$

L'intensité totale est donc la somme des intensités individuelles à laquelle on ajoute un terme d'interférence. Ainsi, on aura interférence si et seulement si ce terme est non-nul. On a

$$\begin{aligned} \langle s_1 s_2 \rangle &= A_1(M) A_2(M) \langle \cos[\omega_1 t - \phi_1(M, t)] \cos[\omega_2 t - \phi_2(M, t)] \rangle \\ &= \frac{1}{2} A_1(M) A_2(M) (\langle \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - \phi_1(M, t) - \phi_2(M, t)] \rangle + \langle \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - \phi_1(M, t) + \phi_2(M, t)] \rangle) \end{aligned} \quad (4)$$

La valeur moyenne d'un cosinus étant nulle si sa pulsation $\omega \neq 0$, on en déduit que le premier terme est forcément nul. Cependant, le premier terme peut ne pas être nul à la condition que $\omega_1 = \omega_2$.

Deux ondes de pulsations différentes ne peuvent pas interférer l'une avec l'autre.

Cependant, cette condition est nécessaire mais pas suffisante. En effet, le terme d'interférence vaut

$$\begin{aligned} \langle s_1 s_2 \rangle &= \frac{1}{2} A_1(M) A_2(M) \langle \cos[\phi_2(M, t) - \phi_1(M, t)] \rangle \\ &= \frac{1}{2} A_1(M) A_2(M) \left\langle \cos \left[\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \varphi_2 - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1 \right] \right\rangle \\ &= \frac{1}{2} A_1(M) A_2(M) \left\langle \cos \left[\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1(t) - \varphi_2(t) \right] \right\rangle \end{aligned} \quad (5)$$

3. Démonstration un peu plus générale

4. Ne pas faire un schéma symétrique.

Pour deux sources indépendants, les phases à l'émission sont indépendantes (et décorréées). La différence $\varphi_1 - \varphi_2$ est donc un terme aléatoire qui annule donc la moyenne temporelle du cosinus.

Deux ondes monochromatiques issues de deux sources indépendants ne peuvent pas interférer l'une avec l'autre.

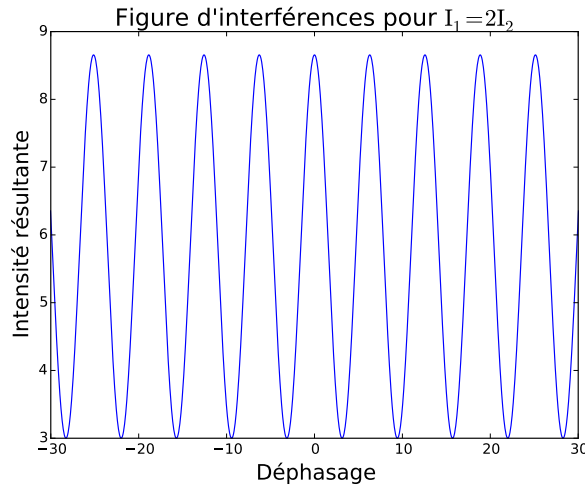
Une fois qu'on a deux ondes émises de même pulsation et émises par la même source, on a enfin un terme d'interférence non-nulle qui vaut $\langle s_1 s_2 \rangle = \frac{1}{2} A_1(M) A_2(M) \langle \cos [\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}] \rangle$. En général, on garde ce terme sous la forme

$$\langle s_1 s_2 \rangle = \frac{1}{2} A_1(M) A_2(M) \langle \cos [\phi_2 - \phi_1] \rangle = \frac{1}{2} A_1(M) A_2(M) \cos [\Delta\Phi(M)] \quad (6)$$

En remarquant que $I_i = A_i^2$, on obtient la **formule de Fresnel** (ou formule des interférences) :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos [\Delta\phi(M)] \quad (7)$$

Morale de l'histoire : **deux ondes interfèrent si et seulement si elles sont cohérentes**. Si c'est le cas, on obtient le profil d'intensité ci-dessous :



Condition de polarisation

Si on ne se place pas dans le modèle scalaire, le terme d'interférence fait intervenir le produit scalaire $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$. **Deux ondes de polarisation croisées ne peuvent donc pas interférer l'une avec l'autre.**

1.3 Terme de déphasage

Le terme d'interférence fait intervenir le déphasage $\Delta\phi(M)$ entre les deux ondes. On parle alors d'**interférences constructives** si $\cos(\Delta\phi(M)) > 0$ et d'**interférences destructives** si $\cos(\Delta\phi(M)) < 0$. L'intensité en un point M de l'espace pour lequel on a interférence constructive sera alors supérieure à $I_1 + I_2$ et ce point sera brillant tandis que l'intensité en un point M de l'espace pour lequel on a interférence destructive sera inférieure à $I_1 + I_2$ et ce point sera sombre. Ainsi, on obtient une figure d'interférence composée de régions brillantes et de régions sombres qu'on appelle les **franges d'interférences**.

L'intensité est maximale quand $\Delta\phi(M) = 2m\pi$ (avec $m \in \mathbb{Z}$) et minimale quand $\Delta\phi(M) = (2m + 1)\pi$ (toujours avec $m \in \mathbb{Z}$). On définit alors l'**ordre d'interférence** par

$$p = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \quad (8)$$

Ainsi, l'intensité est maximale quand $p \in \mathbb{Z}$ et est minimale quand $p \in \mathbb{Z} + \frac{1}{2}$.

Il reste cependant à exprimer $\Delta\phi$. Dans un milieu homogène isotrope pour des ondes de même pulsation et de même phase à l'émission, on a

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= \vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} \\ &= n_2 \frac{\omega}{c} \vec{u}_2 \cdot \vec{r} - n_1 \frac{\omega}{c} \vec{u}_1 \cdot \vec{r} \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 S_2 M - n_1 S_1 M)\end{aligned}\quad (9)$$

On peut donc attribuer à ce déphasage une origine géométrique : il est dû au retard de propagation d'une onde par rapport à l'autre qui est engendré par une différence de chemins optiques. On définit alors la **différence de marche** δ par

$$\delta(M) = (S_2 M) - (S_1 M) = n_2 S_2 M - n_1 S_1 M \quad (10)$$

On obtient donc

$$\boxed{\Delta\phi(M) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta(M)} \quad (11)$$

Autre origine du déphasage

Une source émet des photons via les désexcitations d'atomes. Cependant, lorsqu'ils se désexcitent, les atomes émettent en réalité un train d'onde ayant une durée moyenne de corrélation τ_c correspond au temps moyen passé par l'atome dans l'état excité. Ainsi, deux trains d'onde séparés temporellement de τ_c sont déphasés aléatoirement. **Pour avoir interférence, les trains d'ondes qui interfèrent doivent être les mêmes, i.e. le déphasage dû à l'émission des trains d'onde doit être nul.**

On définit une dernière notion, le **contraste**, qui est la grandeur adimensionnée caractérisant les variations d'intensités. Il varie entre 0 pour une teinte plate et 1 pour une figure dont les noirs sont absolus.

$$\mathcal{C} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (12)$$

La formule de Fresnel peut donc finalement s'écrire sous la forme

$$\boxed{I(M) = [I_1(M) + I_2(M)] \left[1 + \mathcal{C} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta(M) \right) \right]} \quad (13)$$

Le contraste joue donc un rôle très important si on veut observer une figure d'interférence. On peut par exemple comparer les profils d'intensité pour $\mathcal{C} = 1$ et $\mathcal{C} = 0.5$:

2 Fentes/trous d'Young et source idéale

2.1 Présentation et observations

Rappelons-nous des conditions à respecter pour observer des interférences en optique :

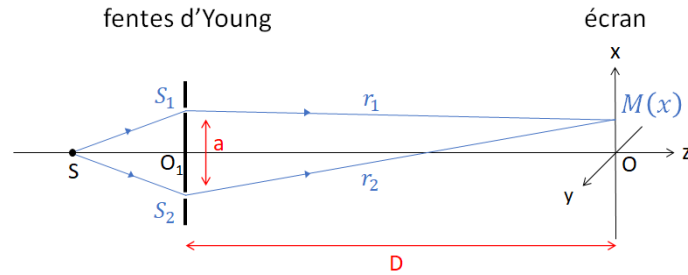
- La polarisation des ondes ne doit pas être croisées. C'est facile à satisfaire avec des polariseurs.
- Les ondes ont la même pulsation. Encore une fois, c'est facile à satisfaire puisqu'un filtre interférentiel fait l'affaire.
- Les sources doivent être cohérentes en terme de phase d'émission. C'est là que ça bloque : en pratique c'est irréalisable.

Cependant, on peut contourner ce problème en utilisant la même source et en divisant le front d'onde avec des fentes d'Young, puisqu'une source est cohérente avec elle-même.

Remarque

On peut aussi diviser l'amplitude mais ça n'est pas l'objet de cette leçon. Ce sera traité dans la leçon suivante avec le Michelson et/ou le Fabry-Pérot.

Cette expérience a en réalité déjà été tentée en 1665 par Grimaldi qui essayait d'obtenir des interférences en éclairant deux fentes avec la lumière du Soleil, sans résultat pour des raisons de cohérence spatiale (notion détaillée dans la section 3). Cependant, Thomas Young réussit à observer des interférences en 1805 grâce au dispositif suivant :



Fentes d'Young



Placer en premier une fente simple : on observe la diffraction. Placer ensuite les fentes doubles : on observe des franges verticales apparaître dans le figure de diffraction, régulièrement espacées (interfrange i) et invariantes selon la direction des fentes.

On peut alors changer l'espacement a entre les fentes : les franges se resserrent ou s'écartent (i diminue si a augmente). On observe la même chose en changeant la distance D entre les fentes et l'écran (i augmente si D augmente). On en déduit que $i \propto \frac{D}{a}$.

2.2 Figure d'interférence

On calcule la différence de marche :

$$\begin{aligned}
 \delta &= (SS_1M) - (SS_2M) \\
 &= n_0 (S_1M - S_2M) \\
 &= \sqrt{D^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + y^2} \\
 &\stackrel{DL1}{=} n_0 \frac{ax}{D}
 \end{aligned} \tag{14}$$

On calcule l'intensité lumineuse :

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_0 \frac{ax}{D} \right) \right] \tag{15}$$

2.3 Retour sur l'expérience

La théorie permet d'expliquer les observations suivantes :

- On a bien une indépendance selon y , *i.e.* selon la direction d'allongement des fentes.
- On retrouve bien $i \propto \frac{D}{a}$ en écrivant $i = \frac{\lambda D}{a}$

- On a bien une périodicité de la figure d'interférence : $I(x) = 2I_0 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi x}{i} \right) \right]$



Mesure de λ



En mesurant i pour plusieurs valeurs de a et D , on peut remonter à la valeur de λ .

Remarque

La périodicité des franges n'est pas toujours présente, comme on peut le constater avec un Michelson en lame d'air.

2.4 Trous d'Young

On observe alors des franges inscrites dans une successions de cercles. Les franges sont perpendiculaires à l'axes reliant les trous. Ces cercles sont ceux de la figure de diffraction, et dans la limite des trous parfaits, on a la même chose que pour des fentes.

2.5 Cas perpendiculaire à l'axe

Dans le cas hypothétique où l'on met deux sources cohérentes l'une après l'autre sur l'axe optique (comme dans le Michelson), on trouve l'expression suivante :

$$\delta = na \left(1 - \frac{x^2 + y^2}{2D^2} \right) \quad (16)$$

Cette expression est celle que l'on retrouve dans le Michelson, qui est un dispositif à division d'amplitude. Ces derniers sont traités plus en détails dans la leçon  LP34.

3 Sources réelles - Notion de cohérence

Nous avons fait, avant cette partie, des hypothèses sur la taille et l'émission de la source. En effet on se plaçait dans le cadre d'une source monochromatique ponctuelle.

3.1 Cohérence spatiale – Étalement spatial

Ici on suppose que la source n'est plus ponctuelle mais étendue. Commençons par souligner qu'une extension dans une direction orthogonale à l'axe des trous ne change aucunement la figure. C'est là la différence entre les trous et les fentes d'Young. Cela ne va faire que l'étendre dans la même direction. Ici on parle d'extension parallèle aux trous.

La façon dont on va modéliser cela, c'est en considérant une source ponctuelle hors de l'axe optique, puis en superposant des sources qui n'interfèrent pas (donc dont on somme les intensités) tout le long de l'extension de la source réelle.

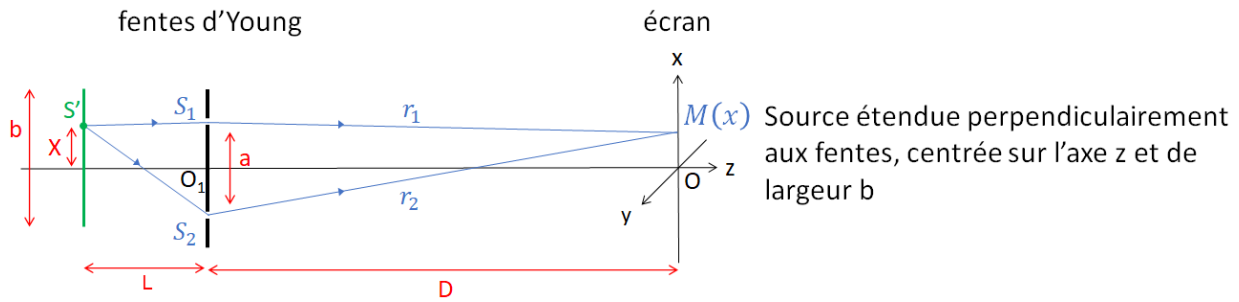


FIGURE 1 – Schématisation de la situation

On a alors le déphasage en $M(x)$ qui vaut

$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{aX}{L} = \frac{a}{D} \left(x + \frac{D}{L} X \right) \quad (17)$$

Ainsi on peut refaire les calculs faits précédemment. On trouve une interfrange égale, de $i = \frac{\lambda D}{a}$, mais on a un décalage de $\frac{D}{L} X$ sur l'écran, ce qui veut dire que l'on va superposer des figures d'interférences dont les noirs ne correspondent pas. On va donc perdre nos jolies franges !

Pour mener à bien le calcul, il suffit d'intégrer l'intensité sur chaque point de la source. Par exemple si on considère une source étendue de largeur b , entre $-b/2$ et $b/2$, éclairant de manière uniforme, avec une intensité totale I_0 dans chaque trou d'Young, on a :

$$\begin{aligned} I(x) &= \int_{-b/2}^{+b/2} \frac{2I_0}{b} \left(1 + \cos 2\pi \left(\frac{ax}{\lambda D} + \frac{aX}{\lambda L} \right) \right) dX \\ &= \text{calcul} \\ &= 2I_0 \left(1 + \text{sinc} \frac{\pi ab}{\lambda L} \cos \frac{2\pi ax}{\lambda D} \right) \end{aligned} \quad (18)$$

On calcule alors le **contraste** pour bien comprendre ce qu'il se passe :

$$\mathcal{C} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \left| \text{sinc} \frac{\pi ab}{\lambda L} \right| \quad (19)$$

Il est indépendant de la position sur l'écran !

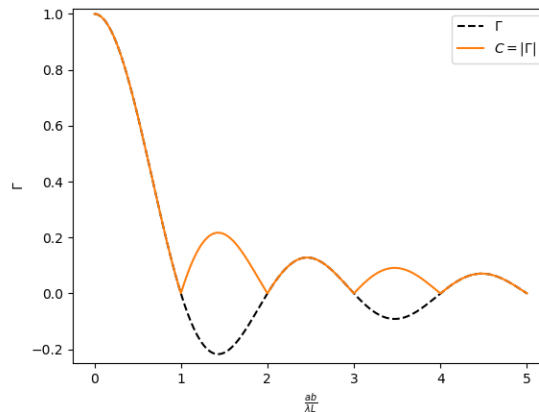


FIGURE 2 – Contraste de la figure en fonction du produit entre la largeur de la source et l'écartement des fentes.



Montrer la forme des franges en extension spatiale non nulle

🔗 `contraste_spatiale.py`



Le faire en vrai sur le montage, ou avec Python. **La figure est uniforme!** L'élargissement de la source change le contraste global, on ne voit PAS le sinc.

Définition : On parle de **brouillage** lorsque le contraste s'annule. Les franges disparaissent alors au profit d'une teinte plate.

Théorème de Van-Cittert Zernike

Le contraste est la transformée de Fourier de la distribution d'intensité de la source.

Michelson astronomique : on utilise la cohérence spatiale en augmentant la distance entre deux bras de l'interféromètre jusqu'à annulation du contraste. Cela donne la taille de l'étoile, et donc sa distance en comparant à sa taille apparente.

🔗 TD.pdf <http://paristech.institutoptique.fr/site.php?id=460&fileid=2099>

3.2 Cohérence temporelle – Étalement spectral

3.2.1 Pourquoi le polychromatisme ?

Jusqu'ici on a considéré uniquement des sources monochromatiques, sauf qu'en réalité, entre l'effet **Doppler** dû à l'agitation thermique des émetteurs, l'effet **Stark** (sous l'effet d'un champ \vec{E} il y a modification des états électroniques, et possiblement levée de dégénérescence), et les superpositions entre **raies très proches**, voir même les sources lumineuses d'**émission continue** comme les corps gris, on a plein de raisons de regarder l'effet d'une distribution spectrale d'intensité lumineuse.

3.2.2 Effet de deux longueurs d'ondes – doublet du sodium

On va tout d'abord considérer le cas très simple de deux sources monochromatiques de λ différentes spatialement superposées de même intensité, comme par exemple le doublet idéalisé du Sodium.

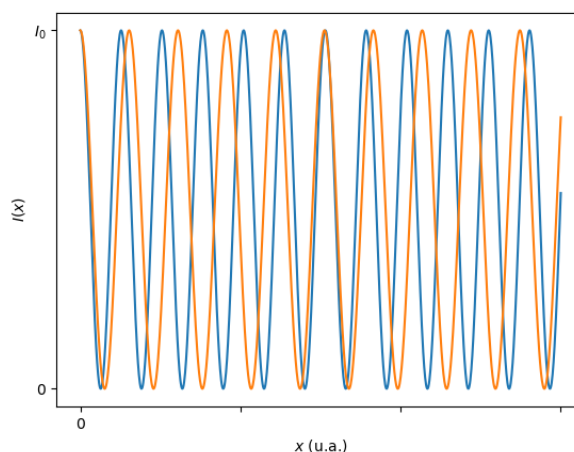


FIGURE 3 – Les intensités de ces deux sources s'additionnent.

Par le calcul on trouve :

$$\begin{aligned} I_{\text{tot}} &= I_0 \left[2 + \cos\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda_1}\right) + \cos\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda_2}\right) \right] \\ &= 2I_0 \left[1 + \cos\left(2\pi\delta \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2}\right) \cos\left(2\pi\delta \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2}\right) \right] \end{aligned} \quad (20)$$

On voit apparaître une petite période et une grande période dans l'expression, car $\lambda_1 + \lambda_2 \ll \lambda_1 - \lambda_2$

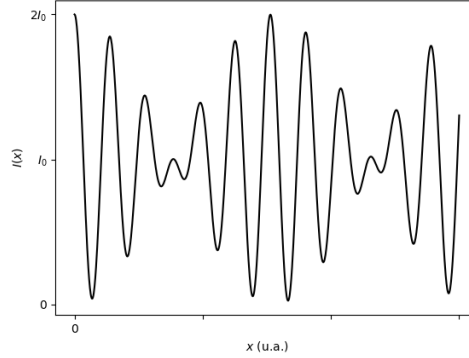


FIGURE 4 – Le résultat du calcul, et une simulation de l'écran.

3.2.3 Source réelle – spectre continu

Cependant une question subsiste, quid des spectres continus? Parce que les élargissements de raies sont généralement continus et Gaussiens/lorentziens :

- Doppler : gaussien 10^9 Hz (un laser est à $\Delta\nu = 10^9$ Hz)
- Collisionnel : lorentzien 10^8 Hz

Par exemple, prenons le cas d'une source polychromatique dont le spectre est un carré centré sur ν et de largeur $\Delta\nu$. Ici encore, on peut diviser la source en sous-sources mais cette fois dans l'espace des fréquences, l'intensité émise par la lampe pour un intervalle spectral $d\nu$ est : $dI_S = A d\nu$. Alors l'intensité reçue par un point M de l'écran pour cet intervalle $d\nu$ est : $dI = 2A d\nu \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{ax}{D}\right) \right)$ avec $\lambda = c/\nu$.

Donc l'intensité reçue par le point M due à la totalité du spectre est :

$$I(M) = 2A \int_{\nu_1}^{\nu_2} \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c} \frac{ax}{D}\right) \right) d\nu \quad (21)$$

$$= 2A\Delta\nu \left(1 + \frac{cD}{\pi ax \Delta\nu} \cos\left(\frac{2\pi ax}{cD} \frac{\nu_1 + \nu_2}{2}\right) \sin\left(\frac{\pi ax \Delta\nu}{cD}\right) \right) \quad (22)$$

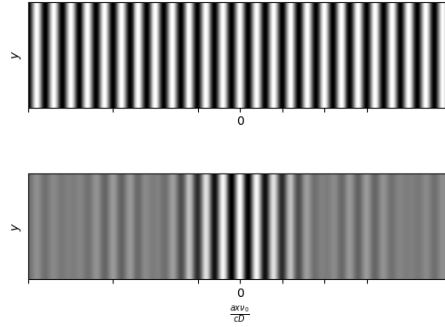
$$= 2I_S \left(1 + \text{sinc}\left(\frac{\pi ax \Delta\nu}{cD}\right) \cos\left(\frac{2\pi ax}{\lambda_0 D}\right) \right) \quad (23)$$

où $\lambda_0 = c/\nu_0$ et $\nu_0 = \frac{\nu_1 + \nu_2}{2}$.

Le contraste est alors :

$$\mathcal{C} = \left| \text{sinc}\left(\frac{\pi ax \Delta\nu}{cD}\right) \right|. \quad (24)$$

Il dépend de la position sur l'écran !



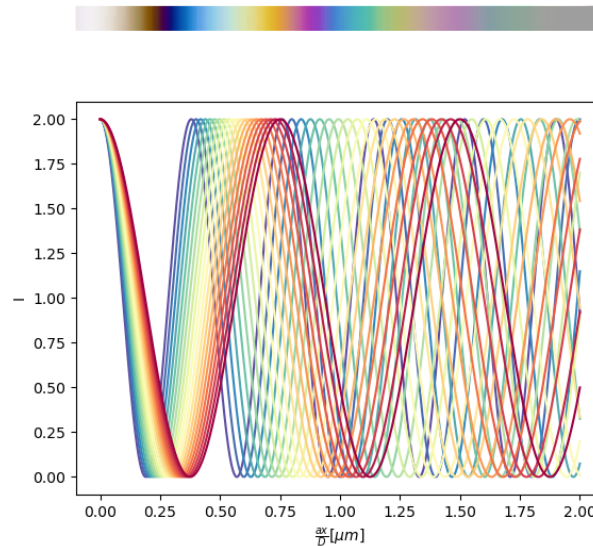
On définit alors la **longueur de cohérence** comme $c\tau$ où $\tau = \frac{1}{\Delta\nu}$ est le temps de cohérence. La première annulation de la figure d'interférence se fait à $x = \frac{cD}{a\Delta\nu}$. Pour un laser, $D=2\text{m}$, $a=200\mu\text{m}$, $\Delta\nu = 10^9\text{Hz}$. On a $x = 10^4\text{m}$, bon courage pour le voir.

Théorème de Wiener Khintchine

Le contraste est la transformée de Fourier sur ν de la distribution spectrale d'énergie de la source.

3.2.4 Cas de la lumière blanche

La lumière blanche, dans le fond, c'est simplement un spectre plat.



On remarque que si on s'éloigne trop du centre, les couleurs se réadditionnent mais ce ne sera jamais un vrai blanc puisqu'il manque également certaines couleurs. On dit que c'est un blanc d'ordre supérieur.

Remarques

D'autres dispositifs à division du front d'onde : Miroirs de Lloyd, Miroirs de Fresnel, Lentille de Binet