
LP 99 : Filtrage optique

Louis Usala
24/05/22

Bibliographie

- ✍ *Optique : fondements et applications*, **J.-P. Pérez**, Dunod, ch.21, 28 et 30
- ✍ *Dictionnaire de physique*, **J.-P. Mathieu, A. Kastler, P. Fleury**, Masson Eyrolles

Prérequis

niveau L3

- Transformée de Fourier
- Produit de convolution
- Sinus cardinal, fonction porte
- Principe d'Huygens-Fresnel
- Approximation de Fraunhofer

Expériences

- * Filtrage des basses fréquences de l'image d'une plume ("strioscopie" même si c'en est pas vraiment)

Table des matières

1	Transformée de Fourier spatiale	2
1.1	Fonction transmittance	2
1.2	Principe de Huygens-Fresnel	3
2	Filtrage spatial	5
2.1	Filtrage en amplitude	5
2.1.1	Epurateur de faisceau	5
2.1.2	Expérience d'Abbe	6
2.1.3	Image du contour d'une plume	6
2.2	Filtrage en phase	7
2.2.1	Strioscopie	7
2.2.2	Contraste de phase de Zernike	7
3	Filtrage temporel	7
3.1	Interférences à N ondes	7
3.2	Caractérisation du dispositif	9

Présentation de la leçon

Introduction

Dans le cours précédent, on a utilisé à profit les propriétés de linéarité des milieux vis-à-vis de la propagation de la lumière. C'est ainsi que, avec le principe de Huygens-Fresnel, on a pu exprimer la fonction d'onde lumineuse à un endroit en sommant les contributions de la lumière précédente. Le cours d'aujourd'hui exploitera aussi les propriétés de linéarité de la lumière pour arriver à des applications plus pratiques. De même qu'en acoustique où on travaille sur les fréquences d'un son pour en faire ressortir des informations intéressantes (modulation, ajouts d'effets en musique électronique, suppression du bruit...) on verra ici comment conditionner une image pour n'en garder que les informations intéressantes. Pour ce faire, deux approches sont possibles : s'intéresser aux fréquences spatiales d'un signal lumineux (périodicités d'un objet) ou aux fréquences temporelles (longueur d'onde, couleur).

1 Transformée de Fourier spatiale

Dans le cadre de cette étude, on considère que la lumière se propage dans un milieu diélectrique linéaire homogène et isotrope (DLHI).

1.1 Fonction transmittance

On considère un objet fin et de taille finie (figure 1). On pose un repérage de sorte que cet objet soit dans le plan (O, x, y) situé autour de l'origine et on l'éclaire avec une onde plane progressive monochromatique (OPPM) venant de $-\infty$ vers les z croissants $\underline{\psi}(x, y, z, t) = \psi_0 e^{j(kz - \omega t)}$. Comment la présence de l'objet impacte-t-elle l'onde juste après l'objet ?

Prenons en compte quelques considérations.

- On suppose l'objet infiniment fin. On s'attend donc à ce que la lumière juste après l'objet en (x, y) ne dépende que de la lumière juste avant l'objet en (x, y) . (La lumière venant d'ailleurs n'a pas la possibilité de sauter d'un point à un autre.)
- On se limite à une approche linéaire donc l'onde en sortie a la même pulsation qu'en entrée.

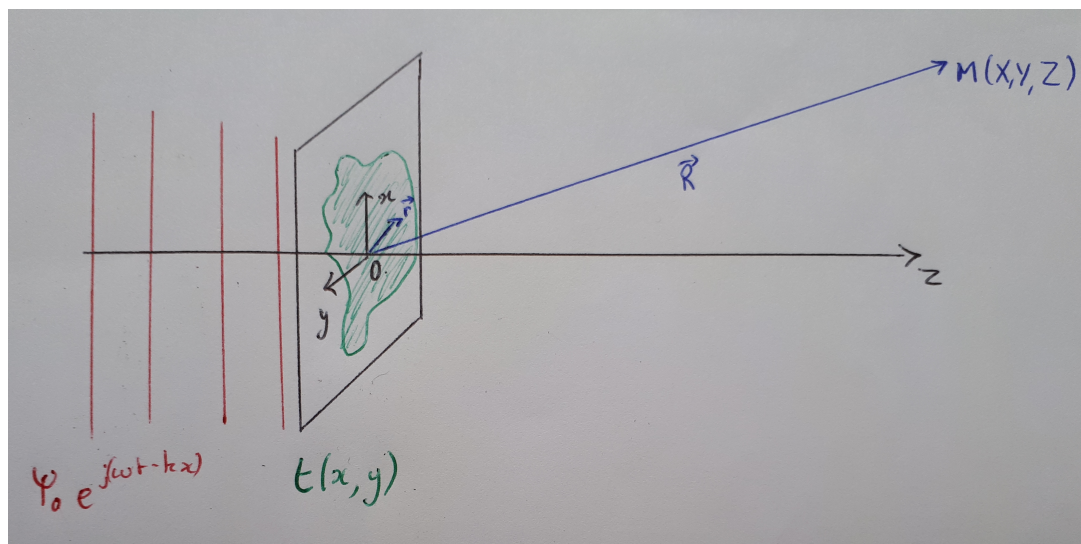


FIGURE 1 – Schéma de l'objet fin éclairé par une onde plane monochromatique. M est le point d'observation à grande distance.

- Les seules propriétés sur lesquelles l'objet peut jouer sont les autres propriétés décrivant l'onde : son amplitude et sa phase.

La linéarité du milieu nous encourage à utiliser une fonction de transfert car c'est un objet adapté à cette physique et facile à manipuler. Cette fonction doit dépendre a priori des coordonnées (x, y) mais sans dépendance entre les différents points (d'après la première considération). C'est une fonction et pas une fonctionnelle. Enfin, en utilisant une fonction de transfert complexe, on décrit à la fois l'influence de l'objet sur l'amplitude (atténuation) et sur la phase (déphasage) de l'onde. C'est ainsi que l'on définit la fonction transmittance \underline{t} comme

$$\underline{\psi}(x, y, 0^+, t) = \underline{t}(x, y) \underline{\psi}(x, y, 0^-, t) \quad (1)$$

Transition

On a décrit l'onde juste après l'objet. Qu'en est-il de l'onde plus loin ?

1.2 Principe de Huygens-Fresnel

Pour déterminer la fonction d'onde en tout point $(x, y, z > 0)$, on utilise le principe de Huygens-Fresnel.

Propriété

Principe de Huygens-Fresnel :

- Chaque point d'une surface d'onde est considéré comme une source ponctuelle infinitésimale émettant une onde sphérique.
- La lumière en un point atteint plus tard résulte de l'interférence de la lumière émise par les points de la surface précédente.

Ainsi, en utilisant la surface $z = 0^+$ comme source, on exprime la fonction d'onde en un $M(X, Y, Z > 0)$

quelconque comme

$$\underline{\psi}(X, Y, Z, t) = \int_x \int_y \frac{\underline{\psi}(x, y, 0^+, t)}{4\pi|\vec{R} - \vec{r}|^2} e^{jk|\vec{R} - \vec{r}|} dx dy \quad (2)$$

$$= \psi_0 e^{-j\omega t} \int_x \int_y \frac{\underline{t}(x, y)}{4\pi|\vec{R} - \vec{r}|^2} e^{jk|\vec{R} - \vec{r}|} dx dy \quad (3)$$

où on a noté $\vec{r} = [x, y, 0]^T$ et $\vec{R} = [X, Y, Z]^T$.

Remarque

Pour intuiter l'étape de calcul suivante, on peut se pencher sur un cas simple d'objet ayant une périodicité spatiale évidente : le réseau en transmission. On constate expérimentalement que cet objet dévie un faisceau dans différentes directions, ce que l'on interprète comme des interférences constructives à l'infini de la lumière passant par chaque fente. Pour observer ce phénomène, il faut se mettre dans les conditions d'observation de Fraunhofer.

Dans la suite, on considère un point M éloigné de l'objet : $R \gg x, y$. Pour garder l'hypothèse d'onde plane dans le demi-plan $z < 0$, on peut considérer que l'objet (d'étendue finie), est entouré par un diaphragme carré qui ne laisse passer que la lumière dans $[-x_{\max}, x_{\max}] \times [-y_{\max}, y_{\max}]$. Au niveau des calculs, on simplifie

$$|\vec{R} - \vec{r}| = \sqrt{(X - x)^2 + (Y - y)^2 + Z^2} \quad (4)$$

$$= \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2 - 2Xx - 2Yy + x^2 + y^2} \quad (5)$$

$$= R \sqrt{1 - \frac{2Xx + 2Yy - x^2 - y^2}{R^2}} \quad (6)$$

$$\simeq R \left(1 - \frac{Xx + Yy}{R^2} \right) \quad (7)$$

$$\simeq R - \frac{X}{R}x - \frac{Y}{R}y. \quad (8)$$

En ne gardant que le terme d'amplitude d'ordre 0 en $\frac{x}{R}, \frac{y}{R}$ et le terme de phase d'ordre 1¹, on simplifie l'expression de l'onde comme :

$$\underline{\psi}(X, Y, Z, t) = \frac{\psi_0}{4\pi R^2} e^{j(kR - \omega t)} \int_{-x_{\max}}^{x_{\max}} \int_{-y_{\max}}^{y_{\max}} \underline{t}(x, y) e^{-jk\left(\frac{X}{R}x + \frac{Y}{R}y\right)} dx dy \quad (9)$$

$$= \frac{\psi_0}{4\pi R^2} e^{j(kR - \omega t)} \int_{-x_{\max}}^{x_{\max}} \int_{-y_{\max}}^{y_{\max}} \underline{t}(x, y) e^{-jux} e^{-jvy} dx dy \quad (10)$$

où on introduit $u = \frac{kX}{R}$ et $v = \frac{kY}{R}$ qui jouent le rôle de pulsation spatiale. Sous cette forme, l'amplitude de l'onde est proportionnelle à la transformée de Fourier de la fonction transmittance.

1. En amplitude, on compare la distance r à la distance R , ce qui permet de négliger le terme d'ordre 1. En phase, la valeur absolue du déphasage induit par la propagation importe peu. Ce qui compte, c'est le déphasage entre les différents chemins. Celui-ci correspond aux termes d'ordre 1. Le déphasage moyen induit juste le terme de phase global e^{jkR} . On peut aussi voir que kr ne doit pas être comparé à $kR \gg kr$ mais à $2\pi \sim kr$.

Remarque

Pour être précis, on parle ici de transformée de Fourier car \underline{t} n'est pas une fonction périodique du plan. Pour parler de fréquences spatiales de \underline{t} , ou de périodicité, il serait plus commode d'avoir une fonction périodique de l'espace dont on étudierait la série de Fourier. Pour ce faire, on peut prolonger \underline{t} en une fonction \tilde{t} périodique sur \mathbb{R}^2 et considérer que la fonction dont on fait la transformée de Fourier est le produit de \tilde{t} par deux fonctions porte, i.e. $\tilde{t} \Pi\left(\frac{x}{2x_{\max}}\right) \Pi\left(\frac{y}{2y_{\max}}\right)$. Ceci permet d'une part de parler de fréquences spatiales de la transmittance et d'autre part d'expliquer l'élargissement des pics observé en projetant la TF : la TF de \tilde{t} (qui se confond avec sa série de Fourier) est convoluée avec des fonctions sinus cardinal qui sont les TF des fonctions porte. Physiquement, on justifie l'ajout des portes pour modéliser le diaphragme.

Transition

Dans cette partie, on a vu que l'onde transmise par un objet donnait à l'infini la transformée de Fourier de sa transmittance. On a accès à cette onde en la regardant dans le plan focal d'une lentille (que l'on appelle alors "plan de Fourier"). Comment utiliser ce résultat pour modifier l'image de l'objet ?

2 Filtrage spatial

Le filtrage spatial consiste à modifier la lumière (par des caches, des diaphragmes, des lames à retard de phase...) au niveau du plan de Fourier pour traiter séparément les différentes fréquences spatiales de l'objet plutôt que ses différentes zones dans l'espace. Il a des applications à la fois pour traiter les variations d'amplitude et de phase induites par la source.

Rappel

Dans les conditions d'observation de Fraunhofer, on observe la TF spatiale de l'objet dans le plan focal d'une lentille. On se place donc dans les conditions de Gauss, ce qui impose $\frac{X}{R}, \frac{Y}{R} \ll 1$. La direction de propagation de la lumière associée à une fréquence spatiale u (resp. v) est observée à l'infini dans une direction $\theta_x = \lambda u$ (resp. $\theta_y = \lambda v$) par rapport à l'axe optique dans la direction \vec{e}_x (resp. \vec{e}_y). Après passage par une lentille, cette lumière converge dans le plan de Fourier vers un point éloigné de l'axe optique d'une distance $\lambda u f'$ suivant \vec{e}_x (resp. $\lambda v f'$ suivant \vec{e}_y), avec f' la distance focale de la lentille. On voit ainsi que les hautes fréquences spatiales (correspondant aux détails de l'image) sont projetées loin de l'axe optique et les basses fréquences spatiales (correspondant à l'éclaircissement moyen et aux "tendances" de l'image) sont projetées proche de l'axe optique.

2.1 Filtrage en amplitude

2.1.1 Epurateur de faisceau

Quand on élargit un faisceau pour en faire une source monochromatique cohérente étendue, on observe souvent un éclaircissement hétérogène avec des tâches de lumière. Ce phénomène est appelé "speckle" et il se traduit par des fréquences spatiales supplémentaires.

Pour retrouver un éclaircissement uniforme, on réalise un épurateur de faisceau (figure 2). Ce dispositif consiste en deux lentilles conjuguées entre lesquelles on ajoute un diaphragme. Le faisceau laser arrive sur la première lentille parallèlement à l'axe optique (en grande partie). Il converge dans son plan focal image, confondu avec le plan focal objet de la seconde lentille. Après la seconde lentille, le faisceau est

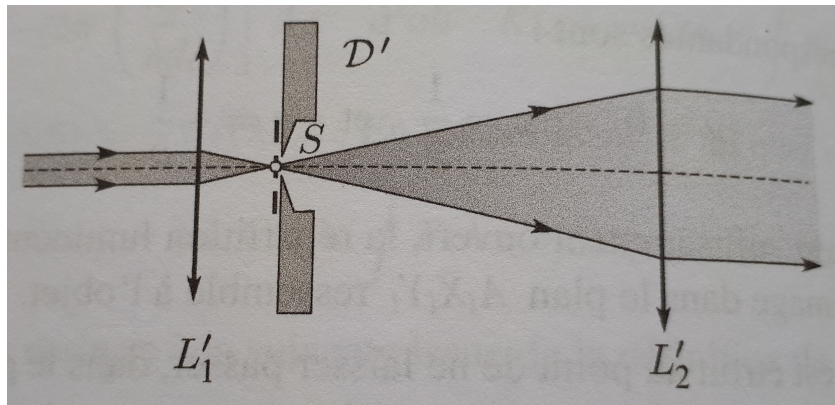


FIGURE 2 – Schéma d'un épurateur de faisceau. Source : Pérez.

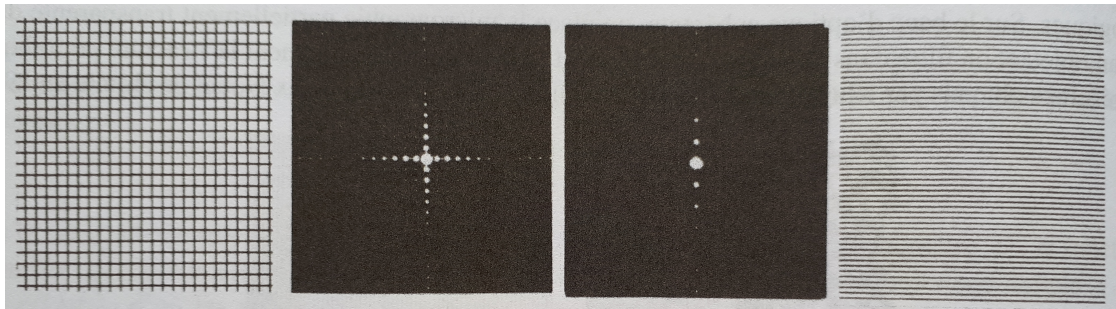


FIGURE 3 – Observations pour l'expérience d'Abbe. a) Quadrillage servant d'objet. b) Transformée de Fourier du quadrillage. c) Transformée de Fourier sur laquelle on n'a laissé passer que la lumière le long d'un axe, un point sur deux. d) Image obtenue après filtrage précédent. Source : Pérez.

parallèle (éventuellement plus étendu qu'avant en fonction des lentilles utilisées). Les hautes fréquences responsables du speckle convergent aussi dans le plan de Fourier mais ailleurs que sur l'axe optique. On met un diaphragme dans ce plan pour ne laisser passer que la lumière passant par l'axe optique (appelée "composante continue") responsable de l'éclairage uniforme du faisceau.

2.1.2 Expérience d'Abbe

Cette expérience permet de faire le lien entre les motifs qui composent une image et ses fréquences spatiales. On fait l'image d'une grille quadrillée. Cette grille est équivalente à deux réseaux croisés : un vertical et un horizontal. Dans le plan de Fourier, on observe deux séries de points : une série verticale correspondant aux traits horizontaux et une série horizontale correspondant aux traits verticaux. (C'est la superposition des TF des deux réseaux.) En mettant une fente dans le plan de Fourier pour ne laisser passer qu'une série de points (la série verticale par exemple), on observe l'image correspondant aux traits associés, i.e. les traits horizontaux.

On peut aller encore plus loin. En masquant un point sur deux dans le plan de Fourier, on supprime les fréquences spatiales multiples impaires de la fondamentale. Toutes les fréquences restantes peuvent alors être vues comme des multiples d'une fréquence fondamentale double, associée à une périodicité deux fois plus petite sur la grille. L'image obtenue donne une grille deux fois plus fine (figure 3).

2.1.3 Image du contour d'une plume

On fait l'inverse de l'épurateur de faisceau.

Expérience

Référence :

Matériel, description :

On éclaire une plume avec un éclairement uniforme (faisceau laser élargi ou lampe quartz-iode à l'infini). On fait l'image de la plume sur un écran à bonne distance avec une lentille. Dans le plan focal image de la lentille, on place un cache (tête d'épingle ou plus gros) au niveau de l'axe optique pour retirer la composante continue.

La composante continue correspond uniquement à l'éclairement moyen, ou lumière de fond. Quand on l'enlève, on a toujours autant de différence d'éclairement correspondant au contraste au niveau des détails mais on n'a plus l'éclairement moyen. Les détails paraissent plus lumineux car on a augmenté le contraste.

2.2 Filtrage en phase

Le principe est le même que pour l'image du contour d'une plume mais avec des objets qui affectent essentiellement la phase de l'objet. La transmittance s'écrit alors $\underline{t}(x, y) = e^{i\phi(x, y)} \simeq 1 + i\phi(x, y)$.

2.2.1 Strioscopie

De même que pour l'image d'une plume, on place un cache au centre du plan de Fourier pour couper la composante continue de la lumière. On ne garde l'image que des détails associés à $i\phi(x, y)$. Cette méthode permet de voir les hétérogénéités d'épaisseur d'une lame de verre par exemple.

2.2.2 Contraste de phase de Zernike

La méthode précédente permet de différencier les zones de l'objet induisant un déphasage plus ou moins grand mais elle ne permet pas de dire quelles sont les zones donnant le grand déphasage et quelles sont celles donnant le petit. (Pour une lame de verre, on repère une zone avec une épaisseur différente sans pouvoir dire si c'est un creux ou une bosse.) Ceci est dû à la perte du signe du déphasage. Pour y remédier, on peut ajouter une lame quart d'onde sur le chemin de la composante continue. L'image de l'objet apparaît alors comme si les zones de plus ou moins faible déphasage étaient des zones de plus ou moins faible atténuation. On observe alors un contraste entre les zones de déphasage différent. Les zones de plus grand déphasage apparaissent plus lumineuses.

3 Filtrage temporel

La lumière blanche est composée d'une superposition d'ondes monochromatiques, i.e. d'ondes sinusoïdales de fréquence donnée. Il est possible de séparer ces fréquences pour ne garder que l'information intéressante associée à certaines d'entre elles. Pour séparer les ondes de différentes fréquences, on utilise le phénomène d'interférences.

3.1 Interférences à N ondes

Il existe différents dispositifs permettant de faire interférer des ondes pour sélectionner des fréquences. C'est le principe des réseaux par exemple. Ici, nous étudierons un autre dispositif puissant : l'interféromètre de Fabry-Pérot. C'est un dispositif constitué de 2 miroirs parallèles partiellement réfléchissants (figure 4). On éclaire ces miroirs avec un rayonnement donné. La lumière transmise dans la cavité entre les miroirs est réfléchi un certain nombre de fois entre les miroirs avant de traverser le second miroir. On observe (à l'infini après le second miroir) des interférences entre les rayons sortant du second miroir après différents nombres d'aller-retours dans la cavité.

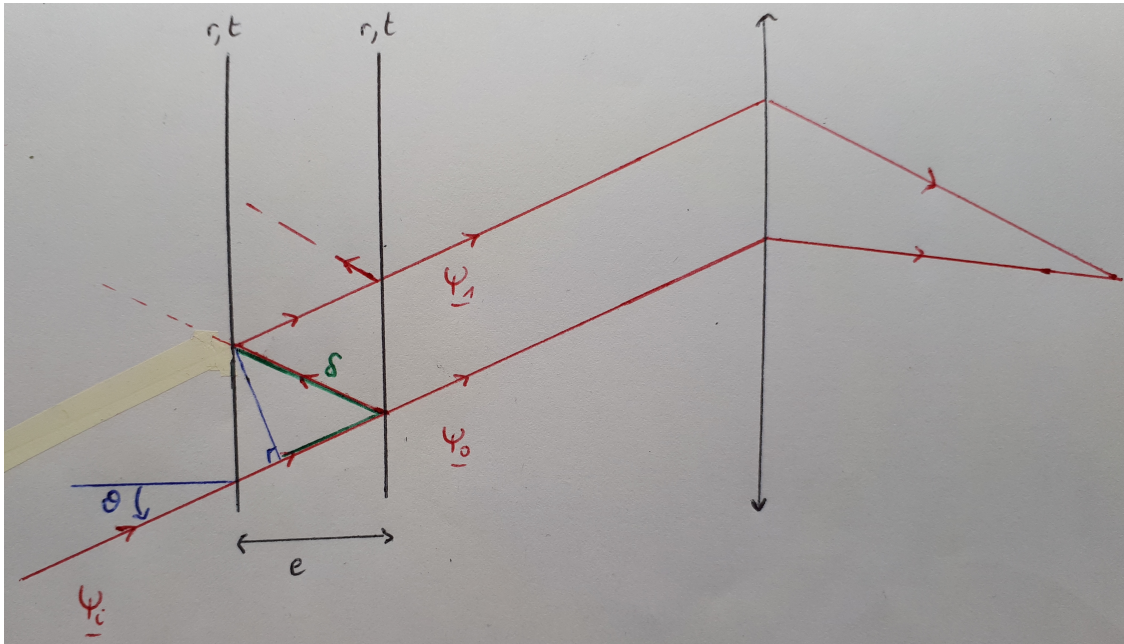


FIGURE 4 – Schéma d’un interféromètre de Fabry-Pérot éclairé par une onde plane incidente avec un angle θ . La figure d’interférence est observée dans le plan focal image d’une lentille.

Mise en équation

On note e l’épaisseur entre les deux miroirs, r et t les coefficients de réflexion et transmission en amplitude, $R = r^2$ et $T = t^2$ les coefficients correspondants en énergie et θ l’angle d’incidence de l’onde avec les miroirs. Soit ψ_i l’onde incidente. L’onde sortant sans réflexion sur les miroirs (avec uniquement deux transmissions) s’exprime comme

$$\psi_0 = t^2 \psi_i. \tag{11}$$

Chaque onde traversant le second miroir après n aller-retours voit son amplitude réduite par les $2n$ réflexions et sa phase affectée par la différence de marche $n * 2e \cos \theta$. Elle s’exprime comme

$$\psi_n = \left(r^2 e^{j2ek \cos(\theta)} \right)^n \psi_0 = \left(r^2 e^{j\phi} \right)^n \psi_0. \tag{12}$$

L’onde totale en sortie du second miroir vaut

$$\psi_{\text{tot}} = \sum_{n=0}^{+\infty} \psi_n \tag{13}$$

$$= \psi_0 \sum_{n=0}^{+\infty} \left(r^2 e^{j\phi} \right)^n \tag{14}$$

$$= \psi_0 \frac{1}{1 - r^2 e^{j\phi}} \tag{15}$$

$$= \psi_i \frac{t^2}{1 - r^2 e^{j\phi}} \tag{16}$$

$$= \psi_i \frac{T}{1 - R e^{j\phi}} \tag{17}$$

En terme d’intensité ($I = |\psi|^2$), on obtient

$$I_{\text{tot}} = |\psi_{\text{tot}}|^2 = |\psi_i|^2 \left| \frac{T}{1 - R e^{j\phi}} \right|^2 \tag{18}$$

$$= \dots \tag{19}$$

$$= I_{\text{max}} \mathcal{A}(\phi) \tag{20}$$

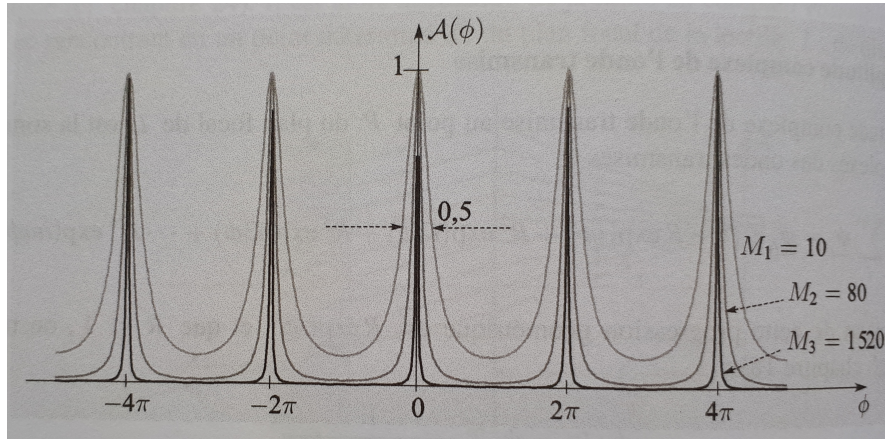


FIGURE 5 – Courbe représentative de la fonction d’Airy pour différentes valeurs de M . Plus M est grand et plus les pics sont étroits. Source : **Pérez**.

où on note

$$I_{\max} = I_i \left(\frac{T}{1-R} \right)^2 \quad (21)$$

$$\mathcal{A}(\phi) = \frac{1}{1 + M \sin^2 \frac{\phi}{2}}, \quad M = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (22)$$

3.2 Caractérisation du dispositif

L’intensité se décompose en une intensité maximale facteur de la fonction d’Airy \mathcal{A} , comprise entre 0 et 1. I_{\max} est majorée par l’intensité de l’onde initiale. Dans le cas parfait sans pertes, $R + T = 1$ donc on a égalité.

La fonction d’Airy contient l’information relative à la sélectivité du dispositif. Le terme M dépend uniquement des coefficients de réflexion des miroirs. Il est d’autant plus grand que R est proche de 1. Plus M est grand et plus les longueurs d’onde sélectionnées sont faiblement dispersées, comme on peut le voir sur la figure 5. On caractérise la sélectivité du dispositif par la largeur des pics à mi-hauteur. Elle est donnée par $\mathcal{A}(\phi) = \frac{1}{2}$, ce qui conduit à un intervalle

$$\Delta\phi = \frac{4}{M^{1/2}} = \frac{2(1-R)}{R^{1/2}} \quad (23)$$

La condition d’interférences constructives entre les différentes ondes est valable pour $\phi = 2n\pi$, $n \in \mathbb{N}^*$. Autrement dit, on verra dans la direction θ les rayonnements correspondant aux longueurs d’onde $\lambda = \frac{2e \cos \theta}{n}$.

En projetant la lumière en sortie de l’interféromètre dans le plan focal d’une lentille, on observe sur un écran des anneaux colorés correspondant à différents ordres d’interférence d’une longueur d’onde donnée. On en déduit alors la composition fréquentielle de la lumière d’entrée. Cet instrument permet par exemple de visualiser séparément les figures d’interférence des deux longueurs d’onde du doublet du sodium.

Conclusion

Possibilité d’ouvrir sur les utilisations en astronomie : le filtrage spatial permet d’avoir des images plus nettes des astres observés et de supprimer le bruit associé aux irrégularités des miroirs utilisés et aux hétérogénéités de l’atmosphère. Le filtrage temporel permet de détecter des raies d’émission ou

d'absorption caractéristiques d'éléments dans le rayonnement venant d'autres astres et de déterminer leur vitesse relative par rapport à la Terre par la méthode du redshift.

Questions

- **R très grand devant (x, y) ça correspond à quelle approximation ?** Approximation de Fraunhofer : on regarde l'onde en champ lointain.
- **Comment on définit le vecteur d'onde de manière générale ?** Pour une OPPM on le définit avec le chemin optique. En optique géométrique, c'est le vecteur normal aux surface d'égale phase (plans d'onde).
- **Comment on définit la fonction d'onde ?** Solution de l'équation de d'Alembert **Pourquoi elle est indépendante du temps ici ?** Elle ne l'est pas. Mais on peut oublier le facteur global $e^{j\omega t}$ car les déphasages ne dépendent que de la partie spatiale de l'onde. Ceci fonctionne parce qu'on a décomposé l'onde en OPPM et qu'on travaille en complexes.
- **Principe de Huygens Fresnel, c'est quoi ?** Il y a deux points : 1. Chaque point d'un plan de lumière peut être vu comme la source ponctuelle d'une onde sphérique. 2. En un point situé après le plan de lumière, l'onde obtenue est la superposition (avec interférence) des ondes reçues de chaque point source précédent.
- **Comment ces sources ponctuelles émettent ?** De manière isotrope : onde sphérique.
- **Pourquoi on convolue par une porte ? Pourquoi une porte ?** C'est pour pouvoir travailler avec une fonction transmittance à support infini et ainsi parler de périodicité. La fonction porte modélise physiquement un diaphragme entourant l'objet.
- **Schéma qualitatif de la transformée de Fourier avant et après ajout de la porte ?** Les pics nets deviennent des pics en forme de sinus cardinal.
- **Dans quel cas on a du déphasage ?** Si la fonction transmittance à une partie imaginaire, autrement dit, si la traversée de l'objet réel correspond à un chemin optique plus ou moins long (si l'objet n'a pas la même épaisseur partout ou pas le même indice optique partout).
- **Réexpliquer la partie 2.1 (n.b. ex-partie 2.1) : Pourquoi calculer la TF d'un réseau dans le plan de Fourier ?** On peut faire une partie où on détermine la figure d'interférence du réseau en transmittance. C'est un cas simple car on voit bien la périodicité spatiale du réseau et on comprend géométriquement le critère d'interférence constructive.
- **Et l'image du réseau dans le plan de Fourier ça donne quoi ?** Spectre discret avec toutes les harmoniques impaires des fréquence spatiales du réseau en fait c'est la TF d'une fonction créneau : pic en $f, 3f, 5f...$ avec décroissance en $1/n$.
- **Qu'est ce qu'on fait avec un épurateur de faisceau C'est un filtre passe-bas Et par rapport à la strioscopie ?** C'est un passe-haut.
- **On se place où pour voir toutes les réflexions en sortie de l'interféromètre ?** à l'infini.
- **Expression du déphasage ϕ dans l'expression de l'intensité de sortie. Est ce qu'il y a des approximations en particulier pour arriver à cette expression ?** Conditions de Gauss donc θ petit car observation à l'infini avec des lentilles. Si on utilise des miroirs, pas besoin des conditions de Gauss mais θ suffisamment petit pour ne pas avoir de réflexion totale. On suppose aussi qu'on a des miroirs infinis et une cohérence spatiale infinie.
- **Pourquoi prendre une fonction de transmittance complexe ?** On utilise des fonctions d'ondes complexes donc on prend en compte aussi les phénomènes d'interférence

- **De manière générale on mesure l'amplitude ?** On mesure l'intensité donc le module au carré de la fonction d'onde.
- **Conditions de Fraunhofer en opposition à quelles conditions ?** Celles de Fresnel en champ proche.

Commentaires

- Faire attention à ne pas introduire les choses sans expliquer la physique derrière, par exemple déphasage implique transmittance complexe et pas l'inverse
- Le plan est bien, correcteur surpris par le filtrage temporel mais ça rentre bien dans le titre
- Peut être noter un peu plus de choses au tableau et pas tout dire à l'oral
- On n'a jamais parlé de diffraction. C'est impliqué par Huygens-Fresnel mais il vaut mieux en parler quand même, notamment si on présente le réseau en transmission.