

SCHÉMAS OPTIQUE PHYSIQUE

Nicolas CHIREUX

SCHÉMAS OPTIQUE PHYSIQUE

Chapitre 1

Introduction à l'optique physique

1.1 Les phénomènes lumineux

1.1.1 Aspect corpusculaire

1.1.2 Aspect ondulatoire

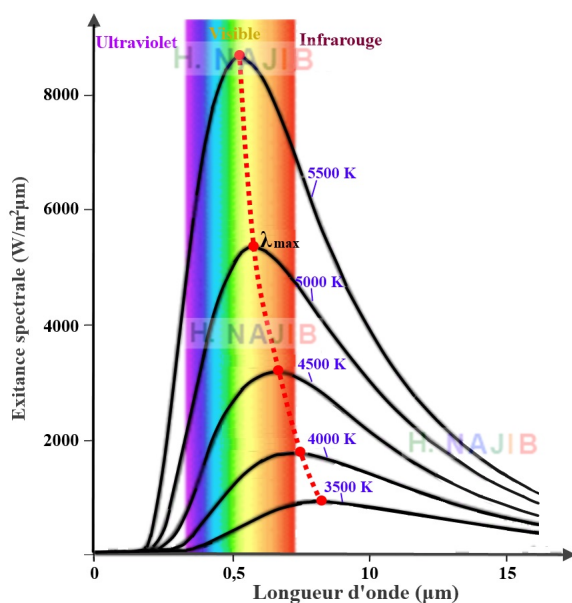
A chaque couleur du spectre visible correspond une longueur d'onde comme indiqué dans le tableau ci-dessous :

Couleur	violet	bleu	vert	jaune	orange	rouge
λ (nm)	400	470	520	580	600	650

1.1.3 Les sources lumineuses usuelles

Lampes à filament

Les lampes à filament sont basées sur le principe du chauffage du filament par circulation d'un courant. L'effet Joule va permettre de porter le filament à une température de l'ordre de $2500K$. Les électrons contenus dans le filament sont alors accélérés et émettent un rayonnement électromagnétique - voir le cours d'électromagnétisme sur le rayonnement -.



Ce rayonnement est appelé **rayonnement thermique**. Son spectre est continu, couvre l'ensemble du visible même si son maximum se situe dans l'infrarouge proche - une lampe à incandescence émet 95% de son énergie dans l'IR! -.

Le rayonnement solaire est aussi de ce type mais avec un maximum dans le jaune - orangé. Nous appellerons lumière blanche ce type de lumière émise.

FIGURE 1.1 – Rayonnement thermique

Les lampes spectrales

Elles sont aussi appelées lampes à décharge et sont très courantes en TP. Ces lampes contiennent une vapeur atomique -sodium, mercure...-.



FIGURE 1.2 – Exemples de lampes spectrales

Un flux d'électrons passe à travers la vapeur entre les électrodes : ils entrent en collision avec les atomes de la vapeur atomique et ceux-ci passent dans un état excité instable par nature. Leur désexcitation provoque l'émission de photons tels que $h\nu = \Delta E = E_2 - E_1$

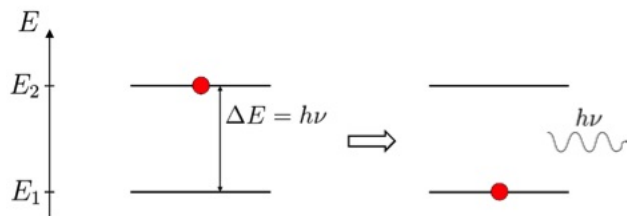
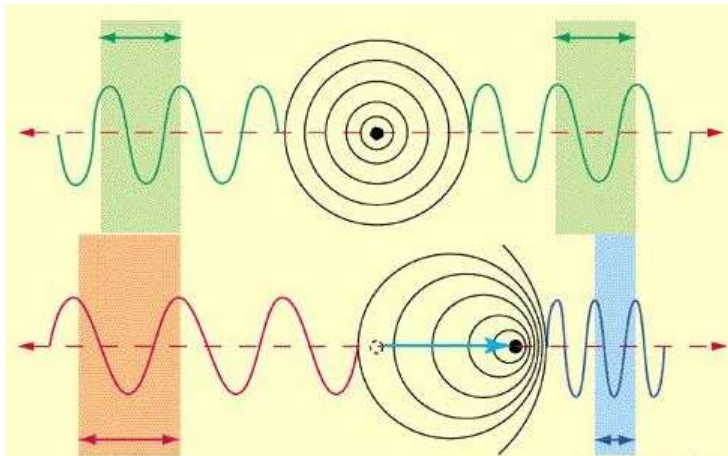


FIGURE 1.3 – Principe de l'émission spontanée $h\nu = \Delta E = E_2 - E_1$

Le spectre émis est donc discret puisqu'il dépend des niveaux d'énergies des atomes de la vapeur utilisée dans la lampe. Les raies sont fines -de l'ordre de 0,01 à 0,1nm. Nous reviendrons sur les causes d'élargissement des raies spectrales au chapitre suivant mais nous pouvons déjà dire que les chocs entre atomes sont la cause principale dans les lampes HP et l'effet Doppler l'est pour les lampes BP.



A l'intérieur de la lampe, les atomes ont une répartition de vitesse gaussienne. Certains se déplacent vers l'observateur, d'autres dans la direction opposée. A cause de l'effet Doppler, les fréquences perçues par l'observateur vont donc être différentes d'où l'étalement du spectre.

FIGURE 1.4 – Effet Doppler

C'est le même phénomène qui se produit lors de l'observation de spectres d'étoiles ou de galaxies.

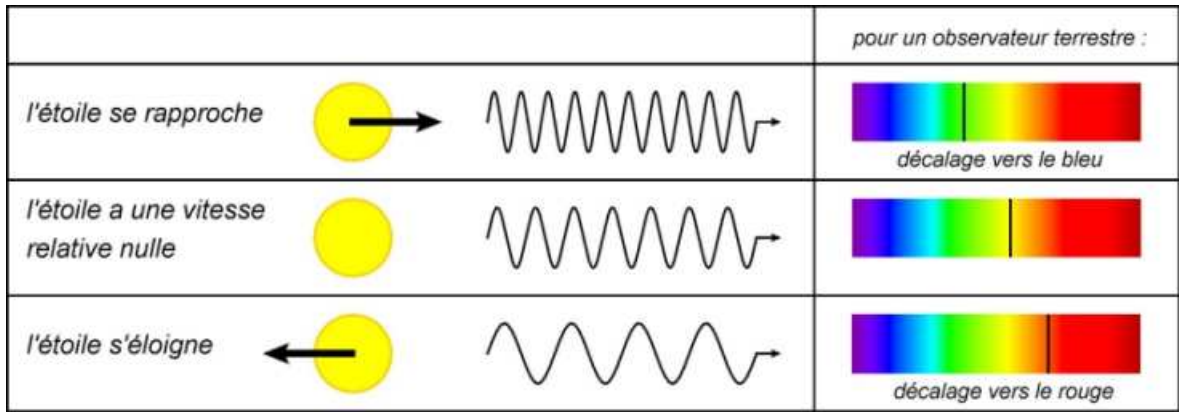


FIGURE 1.5 – Effet Doppler en astronomie

La deuxième cause d'élargissement des raies spectrales est l'élargissement naturel des raies : il est dû à la durée de vie finie d'un niveau excité d'une molécule. En effet, un électron qui est sur un niveau excité d'une molécule ne peut pas y rester indéfiniment à cause des chocs entre atomes entre autres. Il se désexcitera au bout d'un temps τ vers l'état fondamental en émettant un photon. Plus la pression est élevée, plus τ est faible. Cet élargissement dit naturel peut être décrit par le principe d'Heisenberg :

$$\tau \cdot \Delta E \geq \hbar \quad (1.1)$$

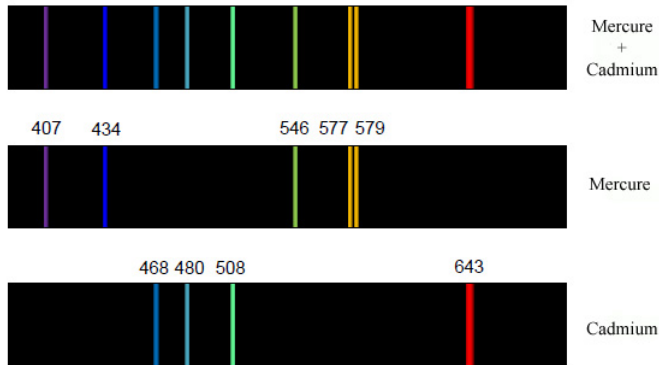
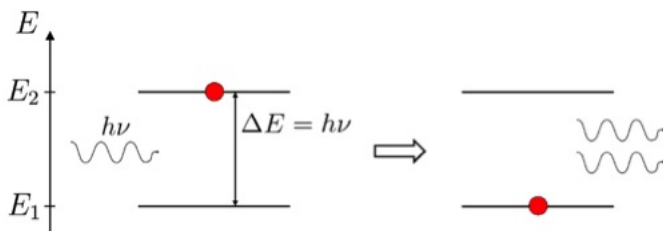


FIGURE 1.6 – Exemples de spectres de lampes usuelles

C'est aussi sur ce principe que fonctionnent les tubes fluorescents dits "néons" : ils contiennent une vapeur de mercure BP qui rayonne dans l'UV essentiellement. Une poudre fluorescente placée à la surface de l'ampoule absorbe cette émission UV pour la ré-émettre dans le visible. Bien sûr, la nature de cette poudre influe sur la lumière émise.

Le LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)



Dans un LASER, l'émission de photons par les atomes n'est pas spontanée mais stimulée. Les atomes ne se désexcitent pas seuls mais le font au passage d'un photon dit résonnant i.e. dont la fréquence est telle que $h\nu = \Delta E = E_2 - E_1$.

FIGURE 1.7 – Principe de l'émission stimulée

Il y a alors émission par l'atome qui se désexcite au passage du photon résonnant d'un photon cohérent avec le photon incident : même fréquence, même phase, même direction de propagation.

Pour que l'émission induite fonctionne avec un rendement intéressant, il est nécessaire d'avoir un grand nombre d'atomes dans l'état excité avant le passage des photons résonnants : il faudra réaliser préalablement un pompage optique qui va créer une inversion de population suffisante.

Amplification du flux

Soient (1) et (2) le niveau fondamental et un niveau excité d'énergie d'un atome d'une matière absorbante, E_1 et E_2 les énergies correspondantes, N_1 et N_2 les nombres d'atomes dans les niveaux d'énergie correspondants.

Soit ϕ_0 le flux lumineux arrivant sur la matière et x l'épaisseur traversée. On montre expérimentalement que :

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{-Kx} \text{ avec } K = A(N_2 - N_1) \text{ où } A > 0$$

Or à l'équilibre thermique, la statistique de Boltzmann donne : $\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}$ où k est la constante de Boltzmann. On a donc $N_1 > N_2$. La valeur de K est donc positive, le flux est une fonction décroissante de x et il y a absorption du flux incident par la matière.

Pour obtenir une amplification du flux ($K < 0$), il faut réaliser une inversion de population ($N_1 < N_2$), le niveau le plus énergétique est alors le plus peuplé. Une décharge électrique ou absorption annexe de lumière permettra l'amorçage de l'amplification. C'est le principe du pompage optique mis au point en 1949 par le physicien français Alfred Kastler (1902-1984), prix Nobel en 1966.

Émission spontanée et émission induite (ou stimulée)

La désactivation d'un atome excité peut avoir lieu par émission spontanée d'un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$. Elle est alors parfaitement aléatoire (i.e. elle obéit à une loi de hasard).

Elle peut aussi être provoquée par la présence du rayonnement, on parlera alors d'émission induite : l'arrivée d'un photon sur l'atome excité provoque l'émission d'un deuxième photon dit photon induit.

Si le phénomène se produit n fois, il y aura $2n$ photons issus d'un photon unique et nous aurons obtenu une amplification de flux. Pour les rayonnements dans le visible, la probabilité d'émission induite est très inférieure à la probabilité d'émission spontanée :

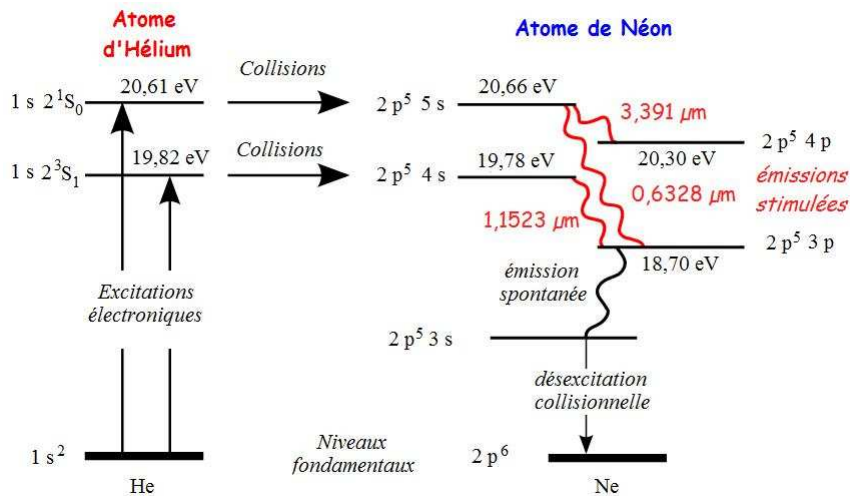
$$\frac{dN_{induit}}{dN_{spontané}} = \frac{\lambda^3}{8\pi h} u_\nu \quad (1.2)$$

où h est la constante de Planck ($h = 6.62 \cdot 10^{-34} J.s$), λ est la longueur d'onde et u_ν la densité spectrale d'énergie.

Il faudra donc obtenir une grande densité spectrale d'énergie pour réaliser une amplification de flux lumineux. C'est le rôle de la **cavité résonante**.

Enfin, l'émission spontanée produit des photons incohérents ; au contraire le photon induit est en accord de phase avec le photon incident. **L'émission induite est donc une émission cohérente.**

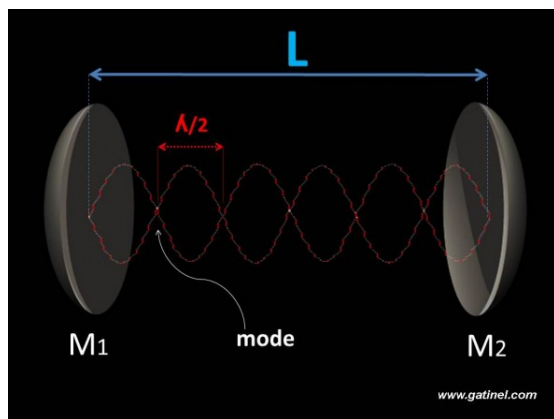
Inversion de population dans un LASER (85% He, 15% Ne)



Le laser dont nous disposons est un laser Hélium Néon à 4 niveaux d'énergie. Les niveaux 2s (Hélium) de durée de vie importante et 5s et 4s (Néon) étant très voisins, les atomes excités d'hélium transfèrent facilement leur énergie aux atomes de néon non excités qu'ils rencontrent lors des chocs, les atomes d'He retombant alors dans leur état fondamental.

Les niveaux 5s et 4s du néon deviennent alors plus peuplés que le niveau $2p^6$ du néon : il y a **inversion de population**.

Les atomes d'hélium sont excités par une décharge électrique. On transforme l'amplificateur de lumière créé en auto oscillateur en constituant une cavité résonante pour que les réflexions successives se fassent sur les parois constituées de miroirs plans parallèles. L'un d'eux a un pourcentage de transmission de 1% pour laisser sortir le faisceau qu'on veut utiliser. La longueur de la cavité résonante est fixée pour que seuls les photons issus de la transition $2p^5 5s - 2p^5 3p$ subissent des interférences constructives lors des nombreux allers-retours : ce sont donc les seuls qui induiront des émissions stimulées.

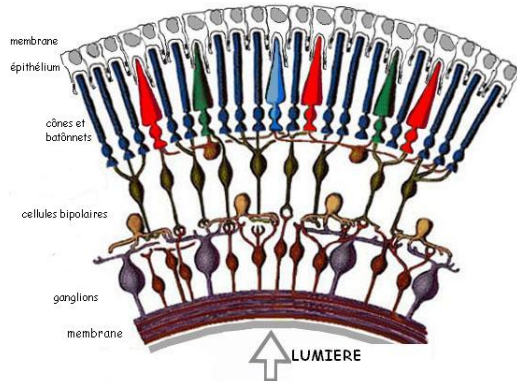


Dans un LASER, le gaz d'atomes est placé dans une cavité résonante - en gros une boîte fermée par deux miroirs -. Eu égard au coefficient de réflexion proche de 1 des miroirs de la cavité, les photons font de très nombreux allers-retours avant de sortir de la cavité. De plus seules certaines fréquences vont être permises -en fonction de la taille de la cavité -. Quand une des fréquences propres de la cavité correspond à l'écart entre les niveaux électroniques, la cavité est dite accordée. La lumière produite sera alors quasi monochromatique et quasi parallèle. En TP, nous utilisons des LASERS tels que $\lambda = 632.8nm$.

Animation LASER

1.1.4 Les récepteurs usuels

L'œil



Les bâtonnets contiennent un pigment, la rhodopsine, qui change de forme sous l'action de la lumière, provoquant la fermeture de canaux Na^+ , déclenchant ainsi un message nerveux. Ce message se renouvelle toutes les $0,1s$ ce qui explique qu'au delà de $25Hz$, on a la sensation que les images se succèdent continuellement. Les fréquences de rafraichissement des écrans sont donc en général dans l'intervalle $[25Hz; 100Hz]$.

FIGURE 1.8 – Cônes et bâtonnets

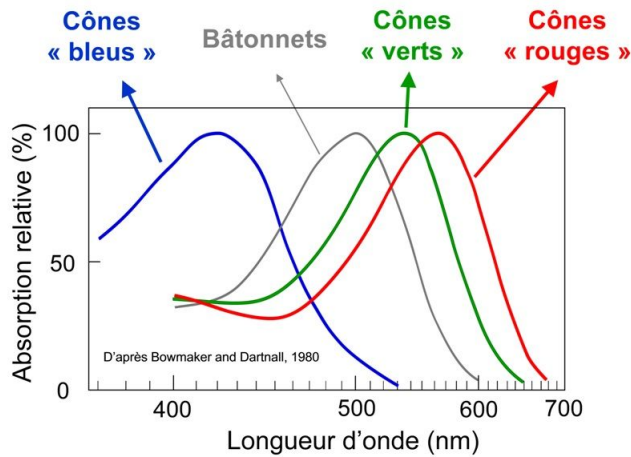
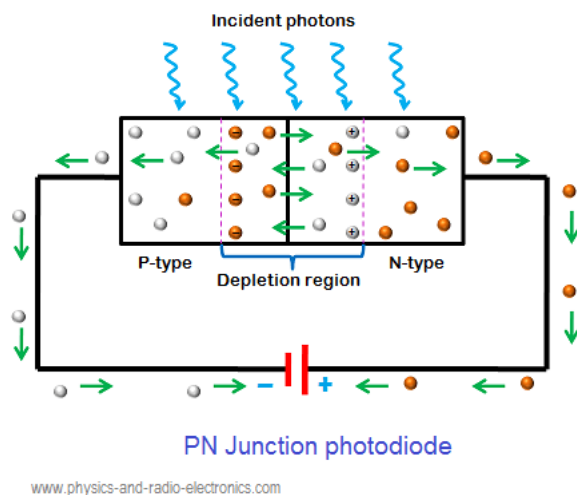


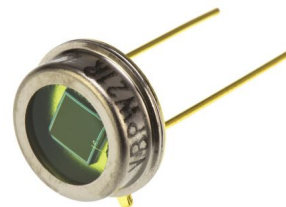
FIGURE 1.9 – Domaine spectral de sensibilité des cônes et bâtonnets

Les photodiodes



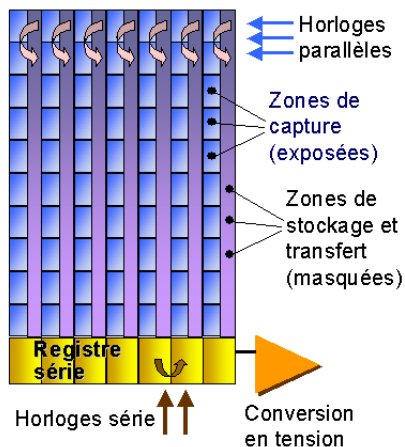
Une photodiode est polarisée en inverse et est parcourue par un courant proportionnel à l'intensité lumineuse reçue. La mesure de ce courant donne donc accès à l'intensité lumineuse.

FIGURE 1.10 – Photodiode



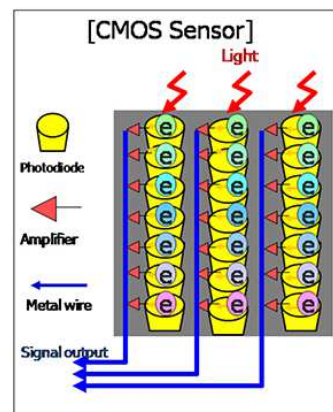
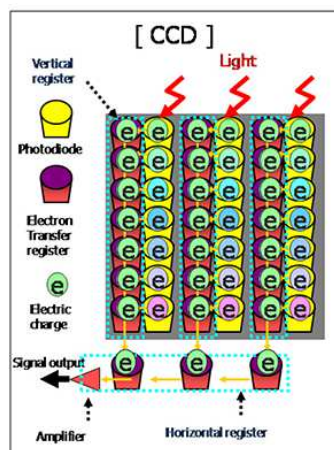
Elles couvrent en général le domaine spectral du visible mais sont aussi très sensibles dans l'infrarouge. De plus leur temps de réaction est de l'ordre de $10^{-5}s$, donc très inférieur à celui de l'œil.

Les capteurs CCD (Coupled Charged Device)



Ce sont des suites de photodiodes placées en barrettes éventuellement accolées pour constituer une surface réceptrice.

Les capteurs CCD couleurs nécessitent 3 variétés de photodiodes sensibles dans les trois domaines Rouge, Vert et Bleu afin de reconstituer la palette RVB. Chaque ensemble de 3 photodiodes constitue un pixel.



1.2 Lien entre l'optique physique et l'électromagnétisme

1.2.1 Les équations de Maxwell et l'optique

1.2.2 Lois de Descartes

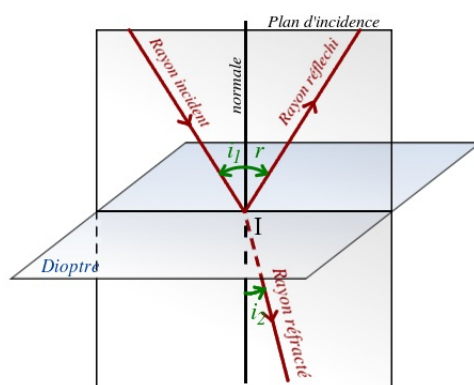


FIGURE 1.11 – Lois de Descartes

1.2.3 Onde plane et rayon lumineux

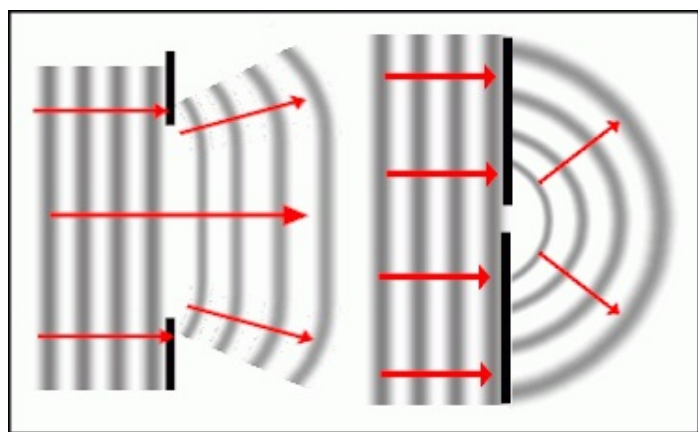
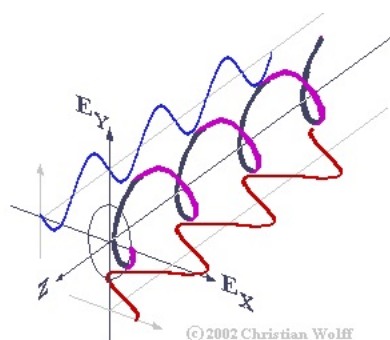


FIGURE 1.12 – Influence de la largeur d'une ouverture sur la déformation du front d'onde

1.3 Modèle scalaire des ondes lumineuses

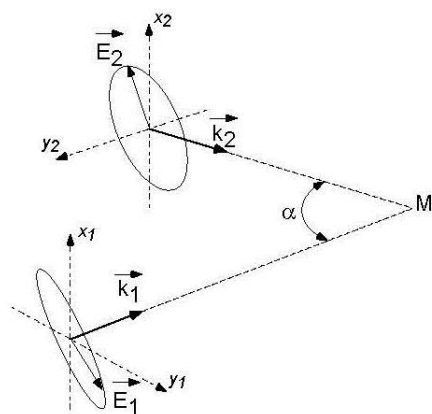
1.3.1 Modélisation d'une source réelle



La lumière émise par une source lumineuse peut-être décrite par la propagation d'une OEM transversale polarisée elliptiquement. Or une onde polarisée elliptiquement est la superposition de deux ondes polarisées rectilignement et orthogonales entre elles.

On montre que les composantes de deux ondes qui interfèrent sont celles qui sont de même polarisation. Si l'on superpose en un point M de l'espace deux ondes polarisées elliptiquement (Figure 1.11) on comprend que la figure observée résultera de l'interférence des composantes parallèles du champ électrique. La figure 1.11 montre qu'on peut toujours trouver des axes tels que Ox qui soient parallèles pour les deux ondes.

FIGURE 1.13 – Décomposition d'une onde polarisée elliptiquement



Si les directions de propagation de ces deux ondes sont presque identiques (α petit) les axes complémentaires Oy peuvent eux aussi être considérés comme parallèles. Autrement dit l'étude générale des interférences d'ondes lumineuses quasi-parallèles se ramène à celle d'ondes polarisées rectilignement suivant une même direction.

Dans ces conditions une description vectorielle du champ électrique n'est plus nécessaire et nous réduisons donc notre problème à des OEM polarisées rectilignement soit $\vec{E} = E(\vec{r}, t)\vec{u}$. Or $\vec{u} = \vec{cst}$ donc on pourra l'omettre à l'avenir. On représentera l'onde par un champ scalaire appelé amplitude $a(M, t)$.

FIGURE 1.14 – Interférences de deux ondes polarisées elliptiquement

1.3.2 Chemin optique

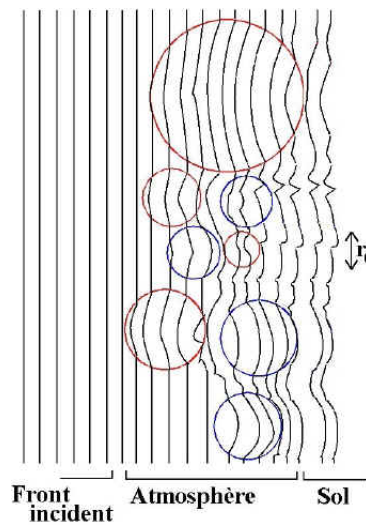
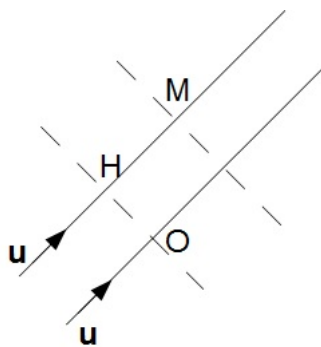


FIGURE 1.15 – Evolution d'une surface d'onde dans un milieu d'indice variable modélisé par des gouttes d'eau

1.3.3 Cas des milieux homogènes

Ondes sphériques

Ondes planes



Si on rejette la source S à l'infini, les rayons lumineux sont une famille de droites parallèles à une direction fixe \vec{u} . D'après le théorème de Malus, les rayons lumineux étant orthogonaux aux surfaces d'ondes, ces dernières sont donc des plans. D'où le nom d'onde plane.

Les chemins optiques (SM) sont tous infinis. Aussi on chiffrera le retard de phase ϕ_M par rapport à une origine fixe arbitraire O

Ondes sphériques quasi-planes

1.3.4 Cas des milieux inhomogènes

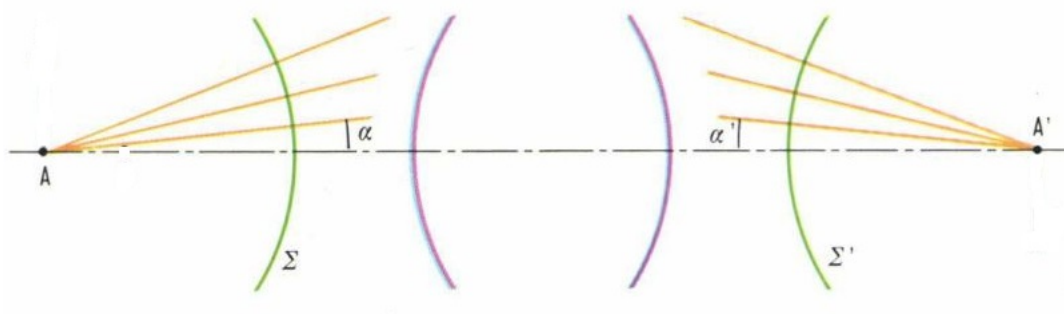


FIGURE 1.16 – Stigmatisme rigoureux

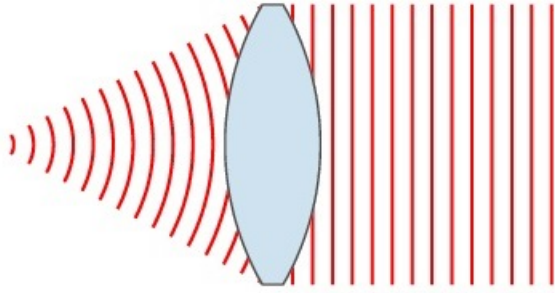


FIGURE 1.17 – Evolution d'une surface d'onde à la traversée d'une lentille

1.3.5 Eclaircement

1.3.6 Notation complexe

Chapitre 2

Introduction aux interférences

2.1 Superposition de deux ondes lumineuses

2.1.1 Eclairage résultant

2.1.2 Ordre d'interférence - Contraste

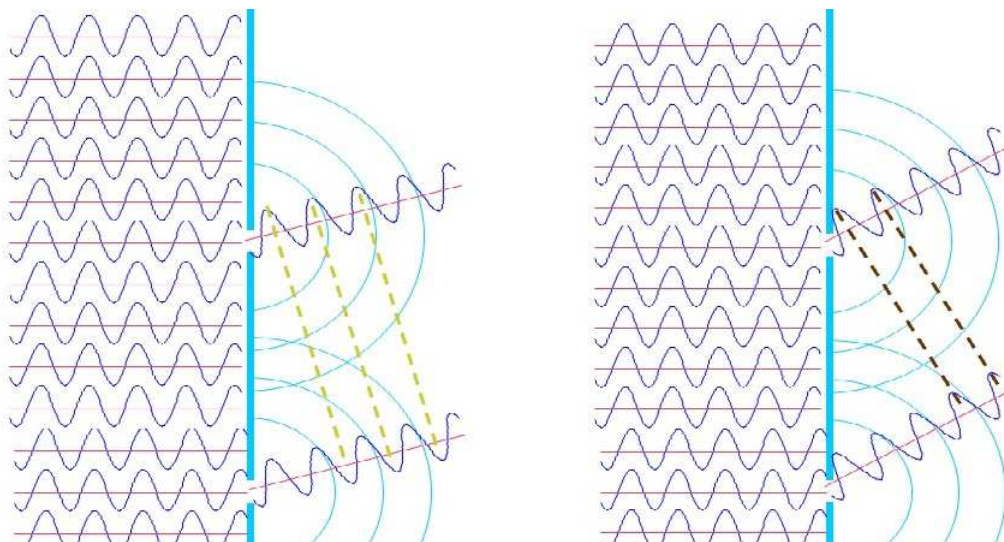


FIGURE 2.1 – Illustration des variations d'éclairage lors d'interférences

2.2 Condition d'obtention des interférences

2.2.1 Caractère aléatoire de l'émission lumineuse - Trains d'onde

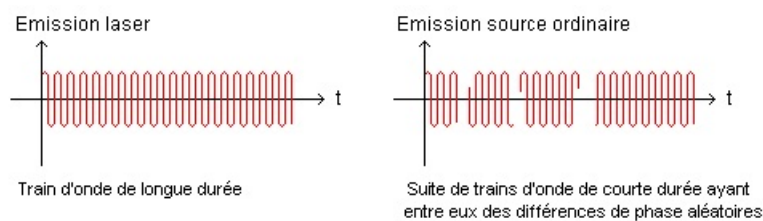


FIGURE 2.2 – Phase à l'origine sur des trains d'onde

2.2.2 Cohérence mutuelle

2.2.3 Rôle de la longueur de cohérence

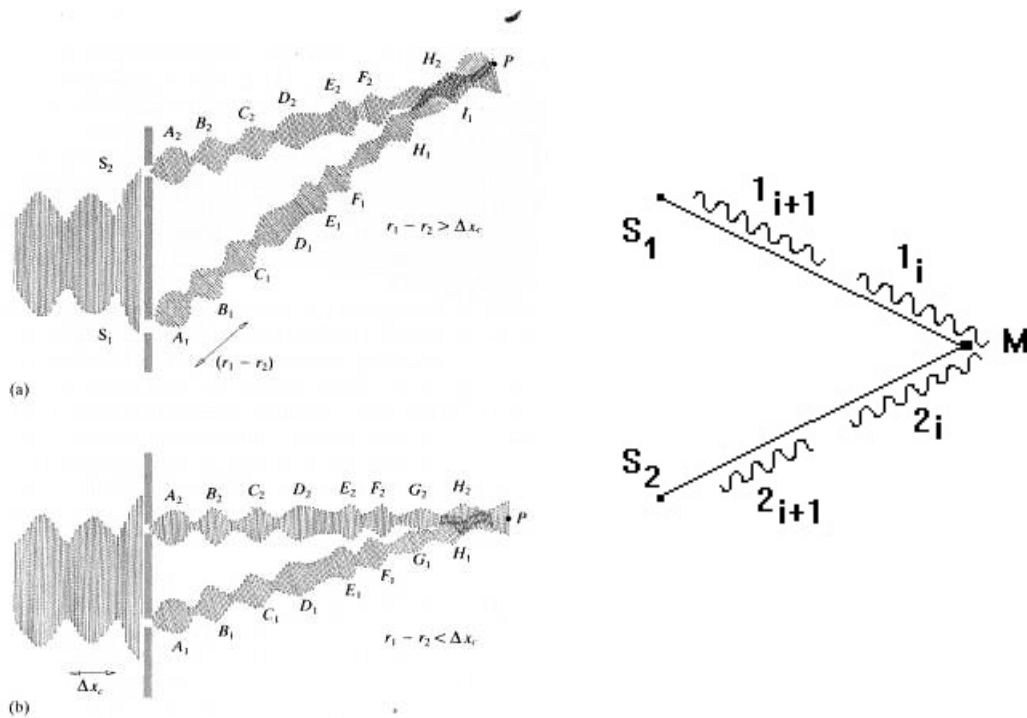


FIGURE 2.3 – Influence de la longueur de cohérence

2.2.4 Récapitulatif cohérence

Train d'onde en provenance de la source S1		Interférences car cohérence temporelle et spatiale
Train d'onde en provenance de la source S2		
S1 et S2 temporellement cohérentes entre elles		
Train d'onde en provenance de la source S1		
Train d'onde en provenance de la source S2		
S1 et S2 temporellement cohérentes entre elles		

FIGURE 2.4 – Cohérence spatiale et temporelle

Chapitre 3

Interférences par division du front d'onde : les trous d'Young

3.1 Les trous d'Young en lumière monochromatique

3.1.1 Dispositif expérimental

Une source lumineuse S primaire - de petites dimensions afin de la considérer comme ponctuelle - éclaire un écran percé de deux trous S_1 et S_2 .

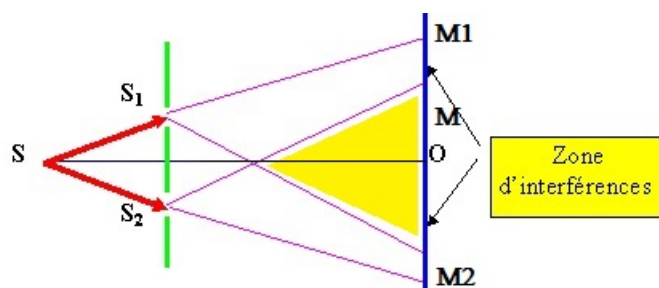


FIGURE 3.1 – Dispositif des trous d'Young

3.1.2 Calcul de l'éclairement

Soit le dispositif expérimental suivant où le point M est choisi au voisinage de l'origine afin que le terme de diffraction reste très voisin de 1. De plus toutes les grandeurs longitudinales seront grandes par rapport aux grandeurs transversales i.e. $D \gg a$, $D \gg x$ et $D \gg y$.

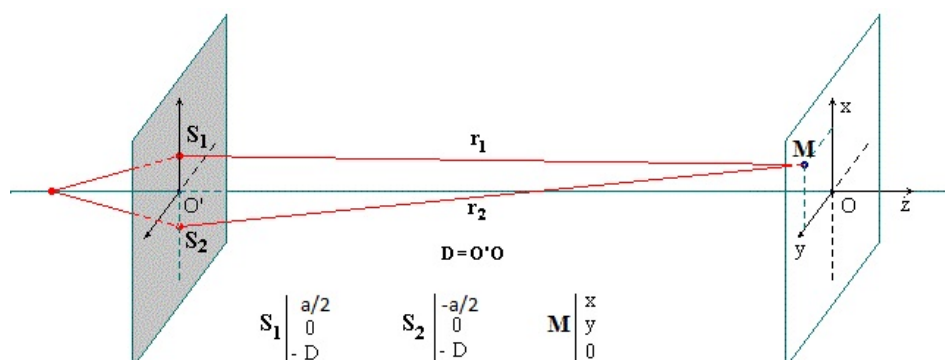
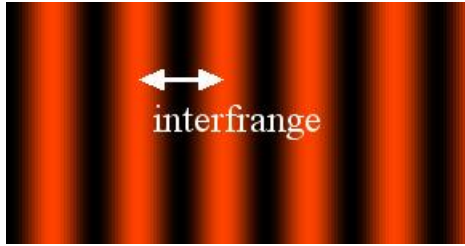


FIGURE 3.2 – Dispositif des trous d'Young



- franges sombres $\frac{ax}{D} = (2n + 1)\frac{\lambda}{2} \Leftrightarrow x_s = \frac{\lambda D}{2a} + n\frac{\lambda D}{a}$
- franges brillantes $\frac{ax}{D} = n\lambda \Leftrightarrow x_b = n\frac{\lambda D}{a}$

Les franges brillantes - resp. sombres - sont équidistantes et séparées par $i = \frac{\lambda D}{a}$. i est appelée **interfrange**

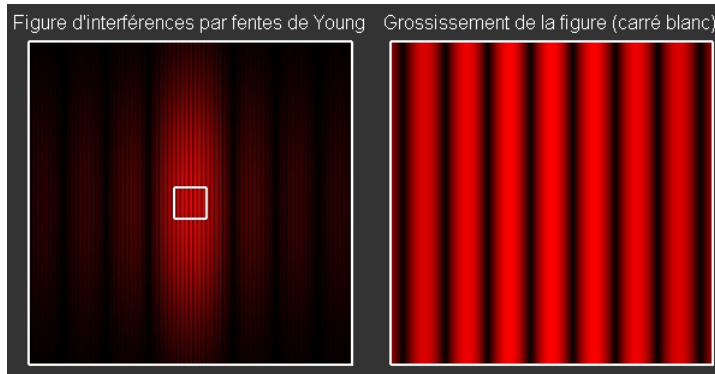


FIGURE 3.3 – Eclairage produit par des fentes d'Young en tenant compte du phénomène de diffraction

3.1.3 Utilisation de lentilles dans le montage

Nous allons placer ici la source primaire S au foyer objet d'une lentille convergente L_1 de distance focale objet f_1 ce qui revient à rejeter la source primaire à l'infini.

Par ailleurs nous allons placer l'écran d'observation au foyer image d'une lentille convergente L_2 de distance focale image f'_2 .

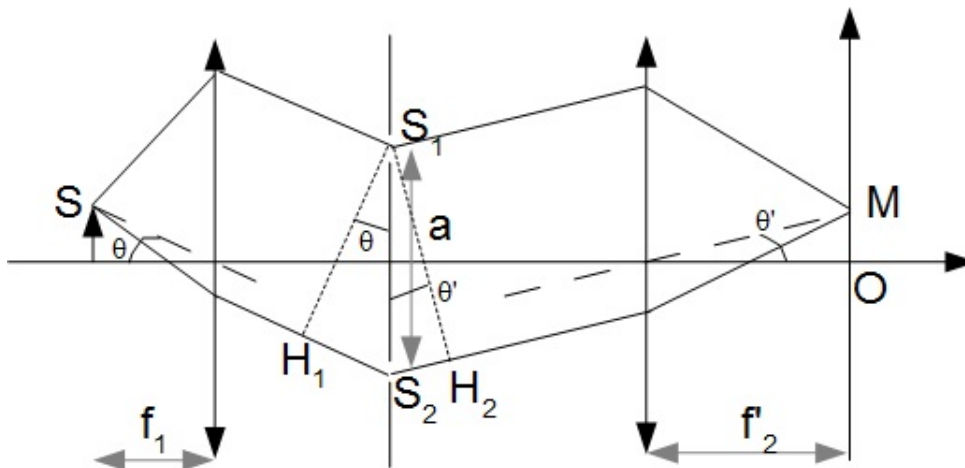


FIGURE 3.4 – Dispositif des trous d'Young avec lentilles

3.1.4 Utilisation d'une source large

Calcul théorique

Nous allons maintenant utiliser une source large de largeur b comme source primaire S au lieu d'une source ponctuelle. Nous traiterons le problème en deux dimensions puisque l'axe Oy ne joue aucun rôle ici.

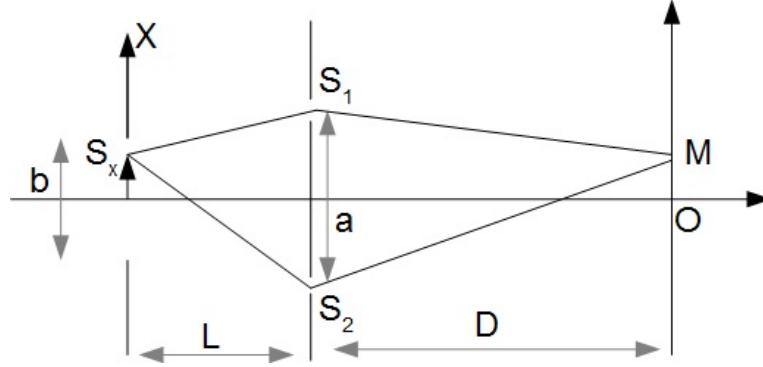


FIGURE 3.5 – Dispositif des trous d'Young avec source primaire large

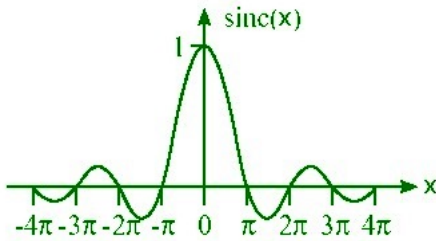


FIGURE 3.6 – Allure du sinc

Généralisation - Théorème de van Cittert - Zernicke (Hors Programme)

Supposons que la source primaire ait une distribution d'intensité par unité de longueur $e_0(X)$ suivant X . L'éclairement total émis par la source sera :

$$\mathcal{E}_0 = \int_{-\infty}^{\infty} e_0(X) dX \quad (3.1)$$

Une source large basique comme celle étudiée précédemment sera une fonction porte telle que :

- $e_0(X) = \frac{\mathcal{E}_0}{b}$ pour $-\frac{b}{2} \leq X \leq \frac{b}{2}$
- $e_0(X) = 0$ ailleurs

En reprenant le calcul précédent :

$$\mathcal{E} = 2 \int_{-\infty}^{\infty} e_0(X) \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{ax}{D} - \frac{aX}{L} \right) \right) \right) dX = 2\mathcal{E}_0 + 2 \int_{-\infty}^{\infty} e_0(X) \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{ax}{D} - \frac{aX}{L} \right) \right) dX \quad (3.2)$$

En passant en complexes :

$$\mathcal{E} = 2\mathcal{E}_0 + 2\Re \left[\underbrace{\exp \left(i \frac{2\pi ax}{\lambda D} \right)}_{\text{franges des trous d'Young}} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} e_0(X) \exp \left(-i \frac{2\pi aX}{\lambda L} \right) dX}_{\text{Contraste des franges}} \right] \quad (3.3)$$

Nous pouvons constater que le contraste des franges est la transformée de Fourier de $e_0(X)$ qui est la distribution d'intensité émise par la source. Nous ne sommes alors pas étonnés par la forme du contraste trouvé au paragraphe précédent : en effet, le *sinc* est bien la transformée de Fourier d'un signal porte.

Critère qualitatif

Reprenons le dispositif des fentes d'Young avec deux sources primaires S_{01} et S_{02} distantes de d comme sur le dispositif ci-dessous :

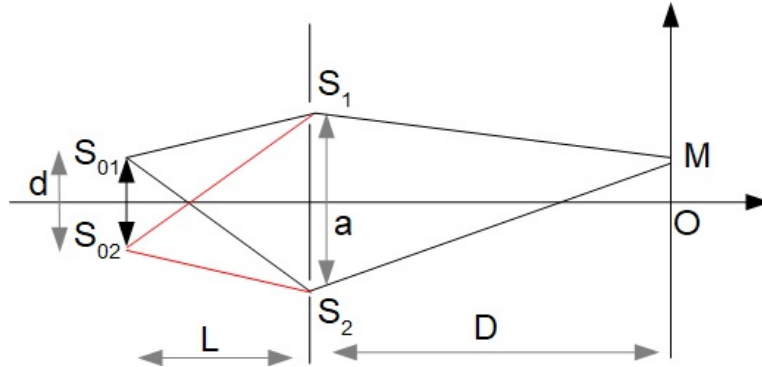


FIGURE 3.7 – Dispositif des trous d'Young avec deux sources primaires

Le premier brouillage interviendra pour

$$|\Delta p| = |p_2 - p_1| = \frac{1}{2} \quad (3.4)$$

Or $p_1 = \frac{\delta_1}{\lambda}$ avec $\delta_1 = -\frac{ad}{2L} + \frac{ax}{D}$ et $p_2 = \frac{\delta_2}{\lambda}$ avec $\delta_2 = \frac{ad}{2L} + \frac{ax}{D}$
 Le premier brouillage intervient donc quand $\frac{ad}{\lambda L} = \frac{1}{2}$ soit $d = \frac{\lambda L}{2a}$.

Reprenons maintenant le dispositif des fentes d'Young avec source large du paragraphe précédent comme sur le dispositif ci-dessous :

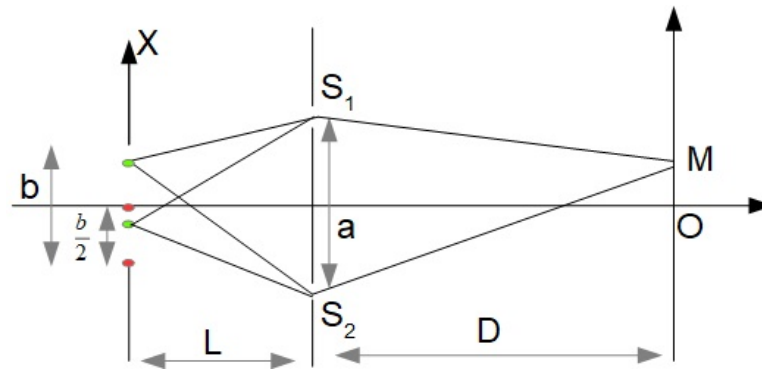


FIGURE 3.8 – Dispositif des trous d'Young avec source large

Pour retrouver la condition du premier brouillage des franges démontrée au paragraphe précédent, nous pouvons reprendre la méthode appliquée précédemment en associant les points de la source large deux par deux : chaque point de la moitié basse est associée à un point de la moitié haute distant de $b/2$.

Si pour chaque paire de points (qui font office de sources primaires), les ordres d'interférence en M sont décalés de $1/2$, il y aura brouillage. Il en sera de même pour tous les couples de points. En reprenant le calcul précédent où on remplace d par $b/2$

$$\Delta p = \frac{1}{2} \Leftrightarrow \frac{ab}{2\lambda L} = \frac{1}{2} \Leftrightarrow L = \frac{ab}{\lambda} \quad (3.5)$$

Nous retrouvons la première valeur d'annulation du contraste démontré dans le cas général.

3.2 Les trous d'Young en lumière polychromatique

3.2.1 Cas d'un doublet λ_1 et $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$

Il y aura brouillage quand les franges brillantes de la figure d'interférence associée à une longueur d'onde coïncident avec les franges sombres de la figure d'interférence de l'autre.

En un point M de l'écran, il faut donc que les ordres d'interférences p_1 de la figure d'interférence associée λ_1 et p_2 de la figure d'interférence associée λ_2 soient décalés d'un demi-entier. Le premier brouillage interviendra pour

$$|\Delta p| = |p_2 - p_1| = \frac{1}{2} \Leftrightarrow \left| \frac{\delta}{\lambda_2} - \frac{\delta}{\lambda_1} \right| = \frac{1}{2} \Leftrightarrow \delta = \frac{\lambda_1^2}{2\Delta\lambda} \quad (3.6)$$

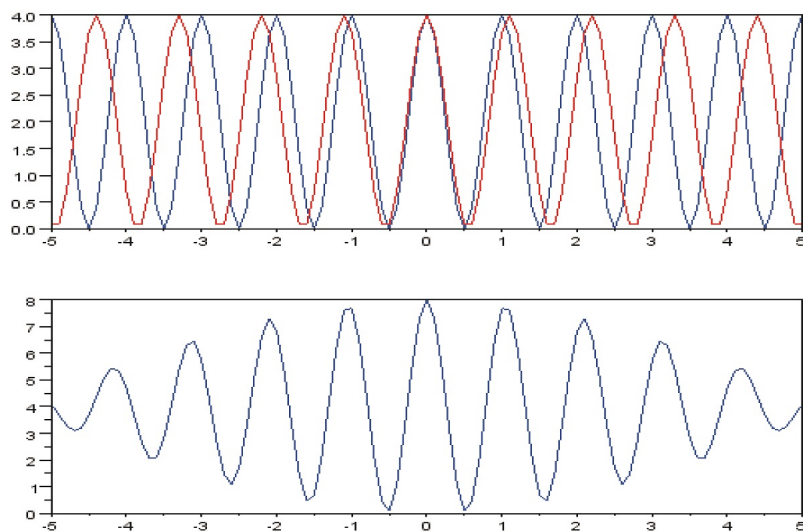
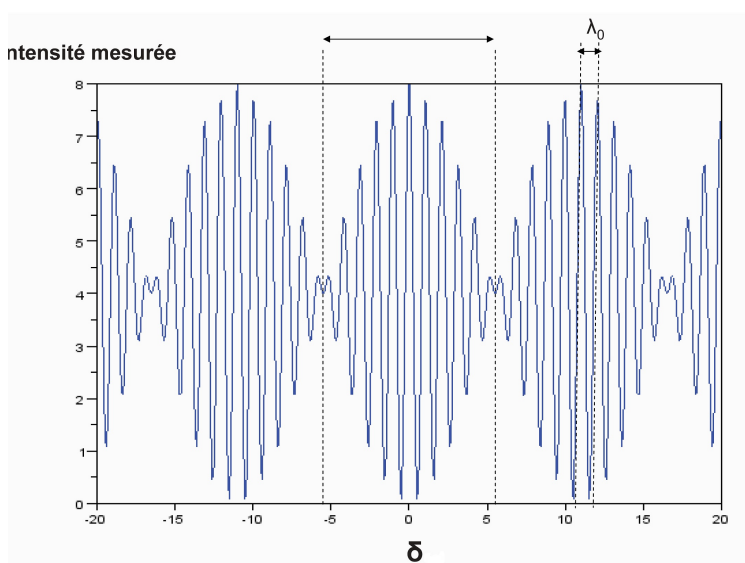
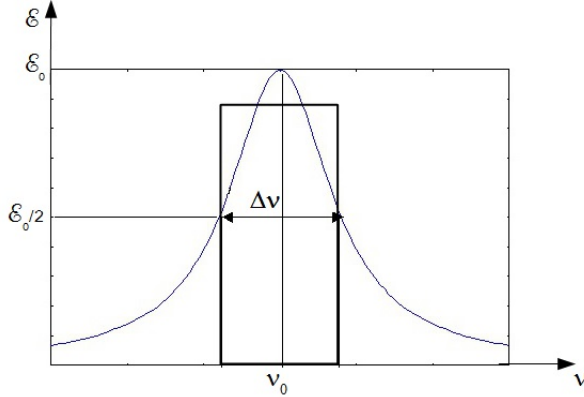


FIGURE 3.9 – Dispositif des trous d'Young avec doublet et battements



3.2.2 Influence de la largeur de raie spectrale



On a souvent un profil spectral Lorentzien de la forme $\mathcal{E} = \frac{2\mathcal{E}_0}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu/2}\right)^2}$ où $\Delta\nu$ est la largeur à mi-hauteur.

FIGURE 3.10 – Profil spectral lorentzien

Cas d'un profil spectral rectangulaire

Cas général (Hors programme)

La source polychromatique de profil spectral $J_0(\nu)$ produit l'éclairement $d\mathcal{E}_0 = J_0(\nu)d\nu$ dans l'intervalle $[\nu, \nu + d\nu]$. L'éclairement élémentaire reçu par le point M sera

$$d\mathcal{E}(M) = 2J_0(\nu) \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi\nu\delta}{c}\right) \right) d\nu \quad (3.7)$$

Alors en sommant sur tout le spectre

$$\mathcal{E} = 2 \int_0^\infty J_0(\nu) \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi\nu\delta}{c}\right) \right) d\nu = 2\mathcal{E}_0 + 2 \int_0^\infty J_0(\nu) \cos\left(\frac{2\pi\nu\delta}{c}\right) d\nu \quad (3.8)$$

En passant en complexes et en étendant le sommation jusqu'à $-\infty$:

$$\mathcal{E} = 2\mathcal{E}_0 + 2\Re \left(\int_{-\infty}^\infty J_0(\nu) \exp\left(-i\frac{2\pi\nu\delta}{c}\right) d\nu \right) \quad (3.9)$$

Si on recentre le profil spectral sur la fréquence centrale ν_0 en posant $J_0(\nu) = F(\nu - \nu_0)$, on obtient :

$$\mathcal{E} = 2\mathcal{E}_0 + 2\Re \left[\underbrace{\exp\left(i\frac{2\pi\nu_0\delta}{c}\right)}_{\text{franges des trous d'Young}} \underbrace{\int_{-\infty}^\infty F(\nu - \nu_0) \exp\left(-i\frac{2\pi\delta(\nu - \nu_0)}{c}\right) d\nu}_{\text{Contraste des franges}} \right] \quad (3.10)$$

Nous pouvons constater que le contraste des franges est la transformée de Fourier de $F(\nu - \nu_0)$ qui est le profil spectral émis par la source. Nous ne sommes alors pas étonnés par la forme du contraste trouvé au paragraphe précédent : en effet, le *sinc* est bien la transformée de Fourier d'un profil spectral rectangulaire.

Sachant que plus le profil spectral est étroit, plus sa transformée de Fourier est large, on pourra observer les franges avec un bon contraste sur une large plage de δ . A l'inverse, avec un profil large, donc une transformée de Fourier étroite, les franges ne seront visibles que pour des δ faibles.

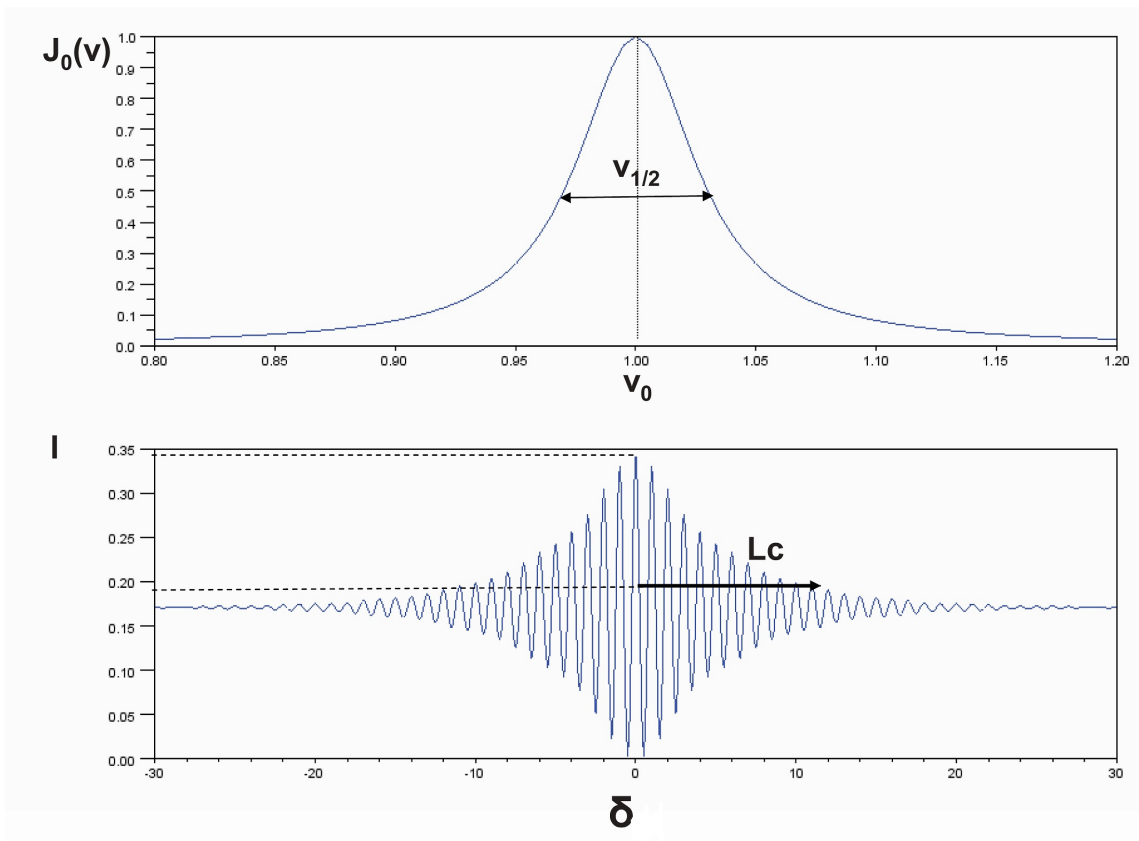


FIGURE 3.11 – Dispositif des trous d'Young avec une source de profil spectral lorentzien

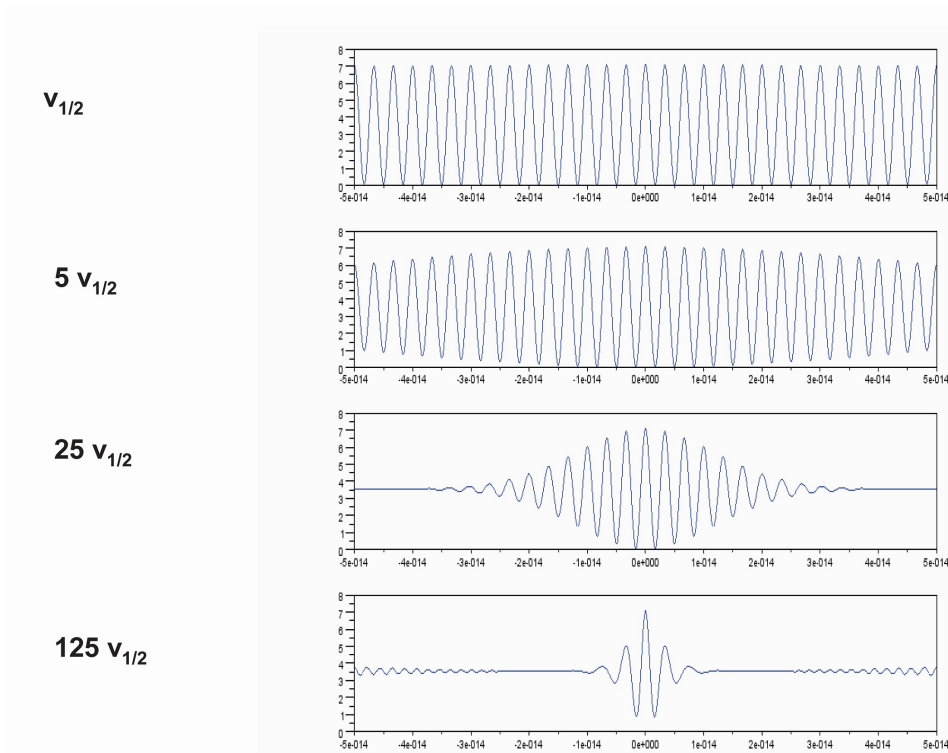
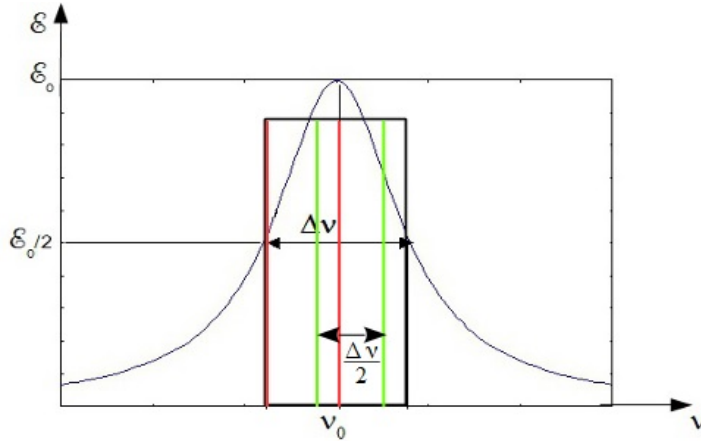


FIGURE 3.12 – Dispositif des trous d'Young avec une source de profil spectral lorentzien

Critère qualitatif



Prenons maintenant une source quelconque dont on approxime le profil spectral par un profil rectangulaire et associons les longueurs d'onde par paires distantes de $\frac{\Delta\nu}{2}$

FIGURE 3.13 – Profil spectral lorentzien

Si pour chaque paire de longueurs d'onde (qui n'interfèrent pas), les ordres d'interférence en M sont décalés de $1/2$, il y aura brouillage car il en sera de même pour tous les couples de longueurs d'onde. En reprenant le calcul précédent, on obtient :

$$|\Delta p| = |p_2 - p_1| = \frac{1}{2} \Leftrightarrow \left| \frac{(\nu + \frac{\Delta\nu}{2})\delta}{c} - \frac{\nu\delta}{c} \right| = \frac{1}{2} \Leftrightarrow \delta = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (3.11)$$

Nous retrouvons donc la condition de brouillage à savoir :

$$|\Delta p| \geq \frac{1}{2} \Leftrightarrow \delta \geq \frac{c}{\Delta\nu} \Leftrightarrow \delta \geq \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \Leftrightarrow \delta \geq l_c \quad (3.12)$$

3.2.3 Observations en lumière blanche

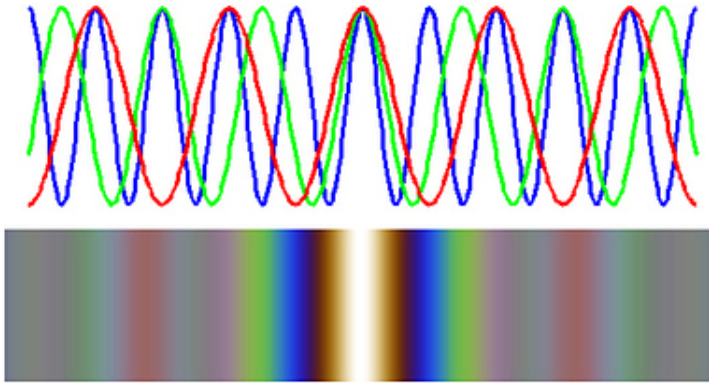


FIGURE 3.14 – Décalage des figures d'interférences en lumière blanche

Au centre il y aura une frange blanche car quelle que soit la longueur d'onde du profil spectral, la frange centrale est au centre O . Au fur et à mesure qu'on s'éloigne du centre, on obtient des franges irisées dues au décalage des figures d'interférences.

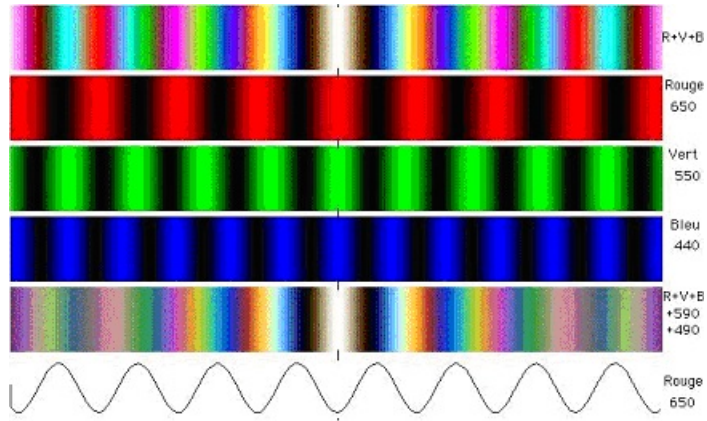


FIGURE 3.15 – Décalage des figures d'interférences en lumière blanche

Il vient ensuite un moment où il y a brouillage car les franges brillantes de certaines longueurs d'onde occupent la place des franges sombres d'autres longueurs d'onde. On n'arrive plus à "séparer" les franges. On parle alors d'un blanc d'ordre supérieur : c'est un blanc "moins blanc que le blanc" car certaines longueurs d'ondes sont manquantes -celles qui ont leur minimum au point d'observation.

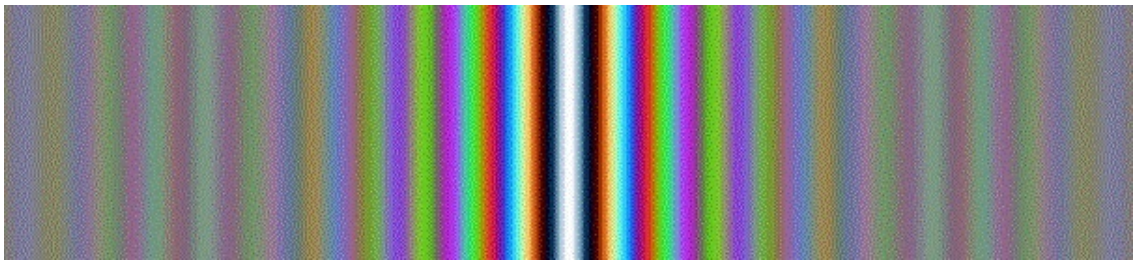


FIGURE 3.16 – Blanc d'ordre supérieur

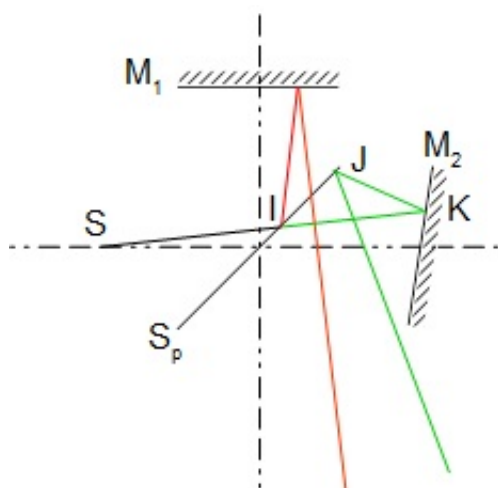


Si on observe ce blanc d'ordre supérieur à l'aide d'un spectroscopie, on obtient un spectre cannelé i.e. un spectre où certaines longueurs d'ondes sont éteintes

Chapitre 4

Interférences par division d'amplitude : interféromètre de Michelson

4.1 Description



L'interféromètre de Michelson est constitué de deux miroirs plans M_1 et M_2 et d'une lame semi-réfléchissante S_p appelée séparatrice.

FIGURE 4.1 – principe du Michelson

L'onde (1) en rouge va se réfléchir sur M_1 avant de traverser S_p pour aller dans la zone d'observation : son éclairement est $\frac{\mathcal{E}_0}{4}$. L'onde (2) en vert va se réfléchir sur M_2 avant de se réfléchir sur S_p pour aller dans la zone d'observation : son éclairement est $\frac{\mathcal{E}_0}{4}$.

On n'a pas représenté les deux rayons qui ressortent en direction de S et qui emportent chacun un éclairement $\frac{\mathcal{E}_0}{4}$. Au total on retrouve l'éclairement initial \mathcal{E}_0 .

On suppose la séparatrice S_p infiniment fine : par transmission elle ne modifie pas les rayons lumineux et par réflexion elle se comporte comme un miroir plan.

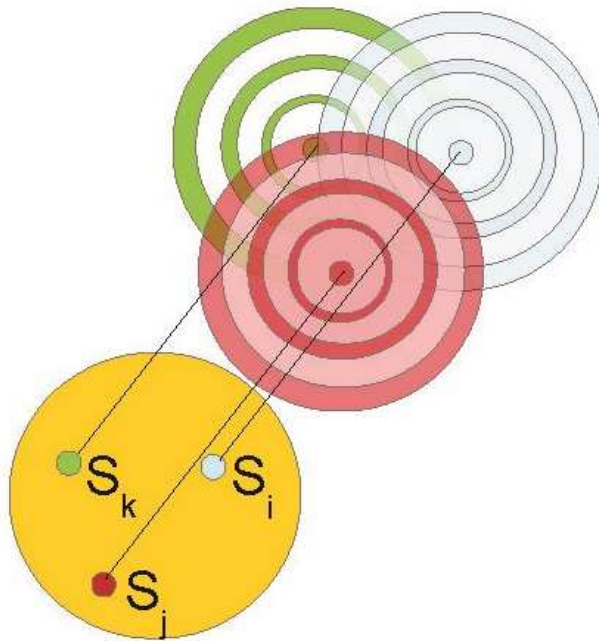
Lorsqu'on parle d'image à travers la séparatrice c'est pour désigner une image par réflexion.

4.2 Utilisation du Michelson en lame d'air

Il s'agit de placer les miroirs M_1 et M_2 à $\frac{\pi}{2}$. On notera M_2^* l'image de M_2 à travers S_p et S^* celle de S à travers S_p .

4.2.3 Utilisation d'une source étendue

Expérimentalement on constate que si l'on utilise une source étendue, les franges se brouillent sauf à l'infini. Les franges ne sont plus nettes que sur une surface : elles sont **localisées à l'infini** - ce qui en optique est un lieu précis puisque ça veut dire qu'on pourra les observer au foyer image d'une lentille convergente-



Ceci s'interprète facilement si on traite la source étendue comme la superposition de sources ponctuelles S_i décalées dans l'espace. Chacune crée sa propre figure d'interférences d'axe $S_{i1}^* S_{i2}^*$ mais ces derniers sont tous décalés spatialement d'où le brouillage. A l'infini le décalage des source est négligeable et toutes les figures coïncident à nouveau.

4.2.4 Franges d'égale inclinaison

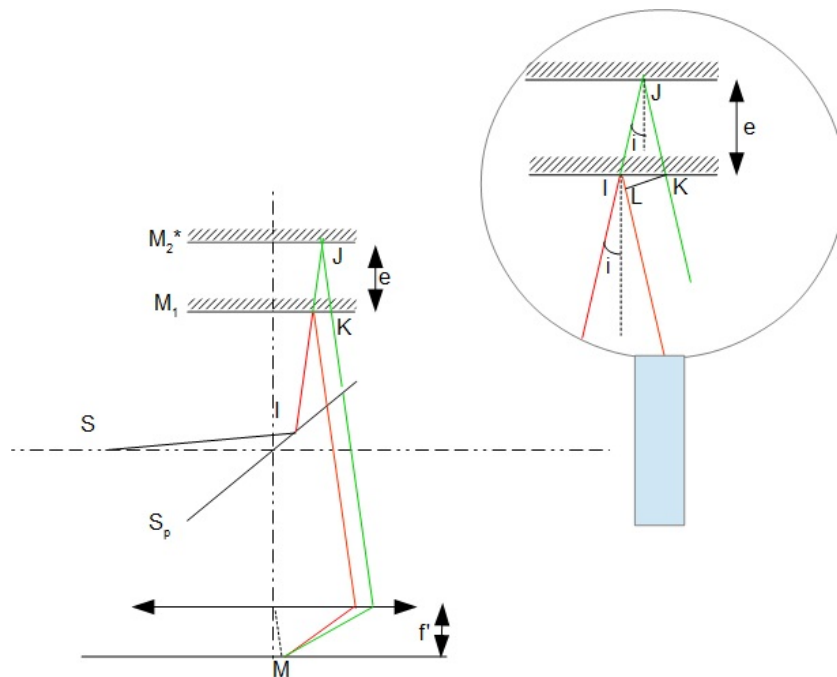


FIGURE 4.4 – Dispositif d'observation des franges d'égale inclinaison

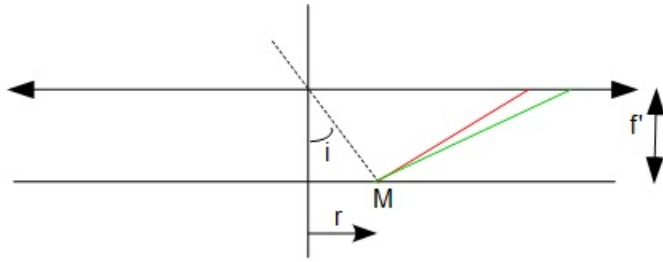
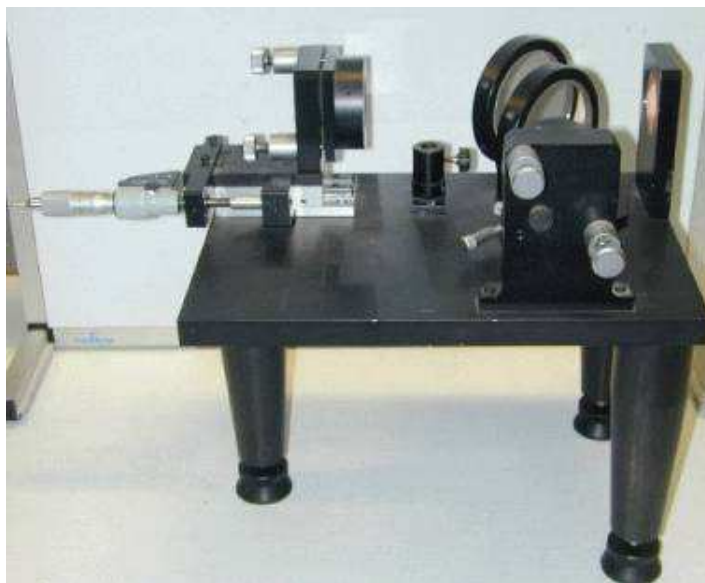


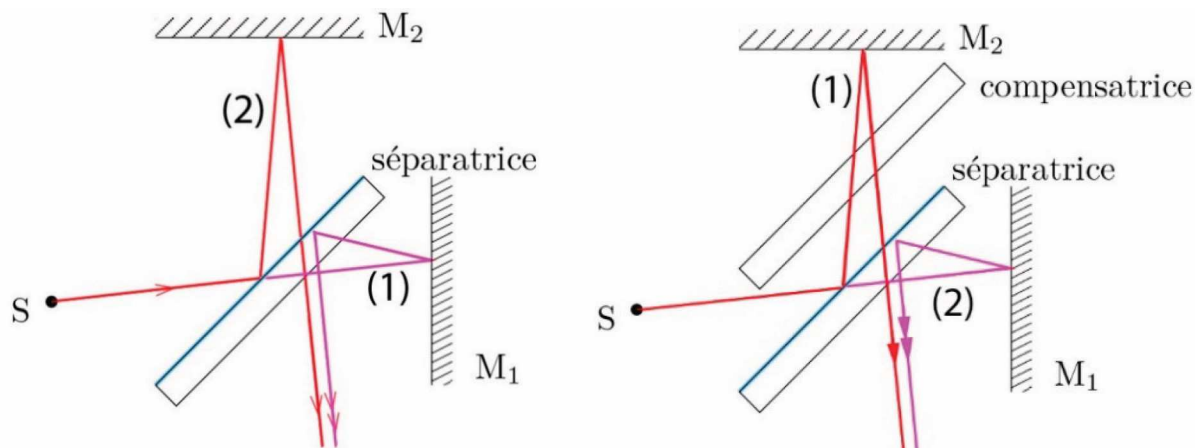
FIGURE 4.5 – Rayons des anneaux des franges d'égal inclinaison

4.2.5 Michelson utilisé en TP

Présentation



Rôle de la compensatrice



Dans la réalité la séparatrice S_p n'est pas infiniment fine. La couche métallique semi-réfléchissante est déposée sur une des faces d'une lame de verre dont l'épaisseur est de l'ordre d'un centimètre.

Sur le dessin de gauche, on voit que le rayon (1) va traverser 3 fois l'épaisseur de la séparatrice alors que le rayon (2) ne traverse qu'une seule fois. Il apparaît donc une différence de marche supplémentaire $\delta_{supp} \simeq 2d$ où d est l'épaisseur de la séparatrice (car les angles d'incidence sont très faibles). Cette différence de marche s'ajoute à celle démontrée précédemment.

Pour une lampe spectrale, la longueur de cohérence l_c vaut quelques mm. Comme δ_{supp} est de l'ordre de $2cm$, la séparatrice fait perdre la cohérence spatiale à cause de son épaisseur. Il n'est plus possible d'obtenir des interférences.

Pour y remédier, on va interposer sur le trajet du rayon qui ne traversait qu'une seule fois la séparatrice, une lame de même épaisseur, faite du même verre que la séparatrice mais sans la couche semi-réfléchissante. Ainsi, on voit sur la figure de droite que les 2 rayons traversent maintenant tous les deux trois fois la même épaisseur de verre. Si les deux lames sont parfaitement parallèles, on a réussi à annuler δ_{supp} . La cohérence spatiale est préservée et les interférences seront visibles.

4.3 Utilisation du Michelson en coin d'air

On suppose ici que M_1 et M_2^* font un petit angle α . Par contre la distance entre M_1 et M_2^* est nulle : $e = 0$.

On notera M_2^* l'image de M_2 à travers S_p et S^* celle de S à travers S_p . M_2^* fait un angle α avec M_1

4.3.3 Franges d'égale épaisseur

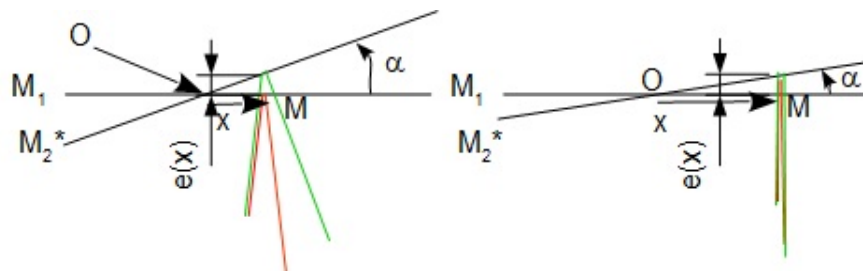
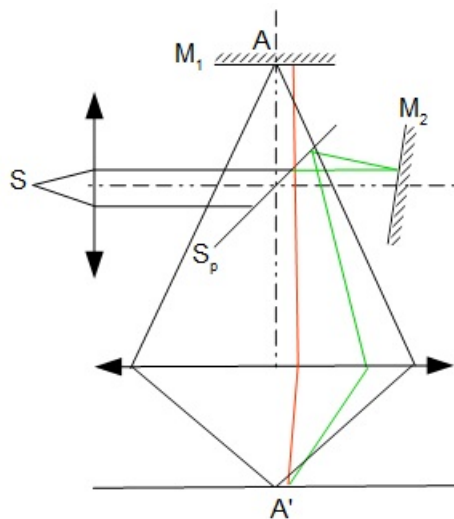


FIGURE 4.8 – Zoom de la zone du coin d'air du Michelson

4.3.4 Franges d'égale épaisseur

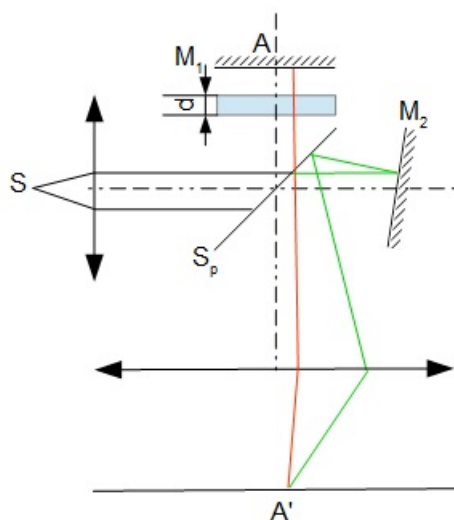


Comme les franges sont localisées au voisinage des miroirs, on va réaliser une projection de M_1 à l'aide d'une lentille mince L_2 de focale f'_2 assez courte pour observer les franges avec un champ d'interférence assez large. A et A' seront conjugués par L_2 .

Afin de réaliser une incidence normale, la source S sera placée au foyer objet d'une autre lentille mince L_1 .

FIGURE 4.9 – Montage expérimental du Michelson en coin d'air

4.3.5 Translation des franges d'égale épaisseur



Si on introduit une lame de verre à faces parallèles d'indice n et d'épaisseur d , la différence de marche devient

$\delta_M = (S_2^*M) - (S_1^*M) = S_2^*M - (S_1^*M - 2d + 2nd) = 2\alpha x - 2d(n - 1)$ car le rayon (1) traverse deux fois la lame qui prend la place d'une épaisseur d d'air.

Les franges brillantes seront localisées en

$$x_b = n \frac{\lambda}{2\alpha} + \frac{(n-1)d}{\alpha}$$

Il y a translation de la figure d'interférences sans changement d'interfrange : c'est utilisé pour mesurer n , d ou α .

FIGURE 4.10 – Translation des franges d'égale épaisseur

Chapitre 5

Interférences à N ondes : réseaux

5.1 Définition d'un réseau

5.2 Calcul de l'éclairement

5.2.1 Schéma d'un réseau plan

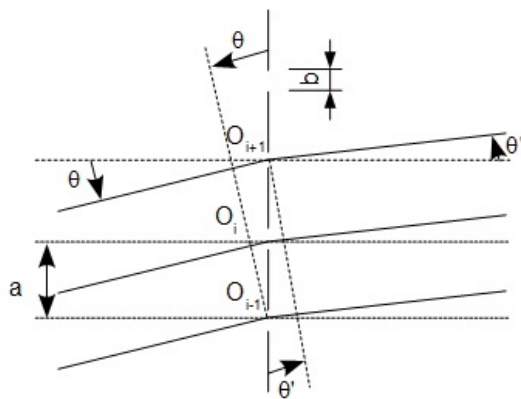
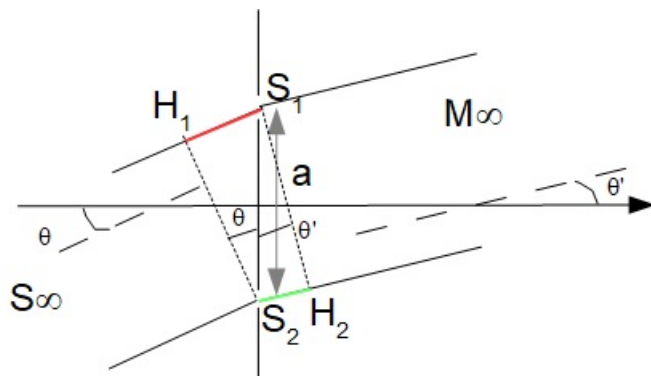


FIGURE 5.1 – Schéma d'un réseau plan

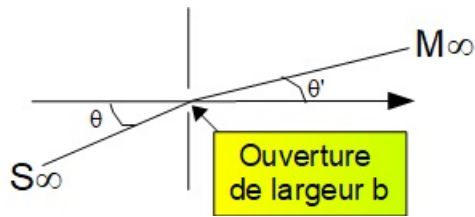
5.2.2 Rappels sur les fentes d'Young avec source primaire et écran à l'infini



Nous avons montré que la différence de marche en M $\delta_M = (S_2M) - (S_1M)$ valait

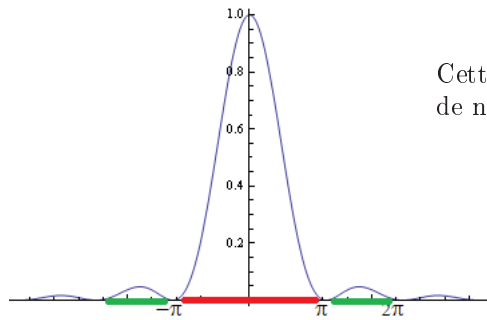
$$\delta_M = a \sin \theta' - a \sin \theta \quad (5.1)$$

5.2.3 Terme de diffraction (hors programme)



On montre après quelques calculs hors programme que chaque fente du réseau va émettre un éclairement diffracté qui vaut

$$\mathcal{E}_d = \mathcal{E}_0 \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{\pi b}{\lambda}(\sin \theta' - \sin \theta)\right) \quad (5.2)$$



Cette expression nous intéresse peu mais il est toutefois intéressant de noter que :

- le sinus cardinal est maximum pour $\sin \theta' = \sin \theta$ ce qui est le lieu de l'image géométrique
- le sinus cardinal s'annule pour $\sin \theta' = \sin \theta + m \frac{\lambda_0}{b}$ avec $m \in \mathbb{Z}^*$.

5.2.4 Terme d'interférences

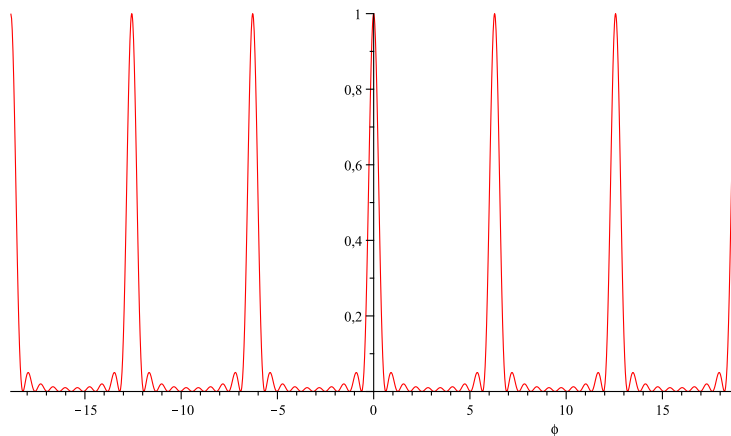


FIGURE 5.2 – Tracé de l'éclairement normé d'un réseau $\frac{\sin(\frac{N\varphi}{2})^2}{N^2 \sin(\frac{\varphi}{2})^2}$ avec $N=10$

Dans la réalité, dès que N augmente, l'éclairement devient nul partout sauf aux lieux des maxima principaux comme on peut le constater sur la figure suivante

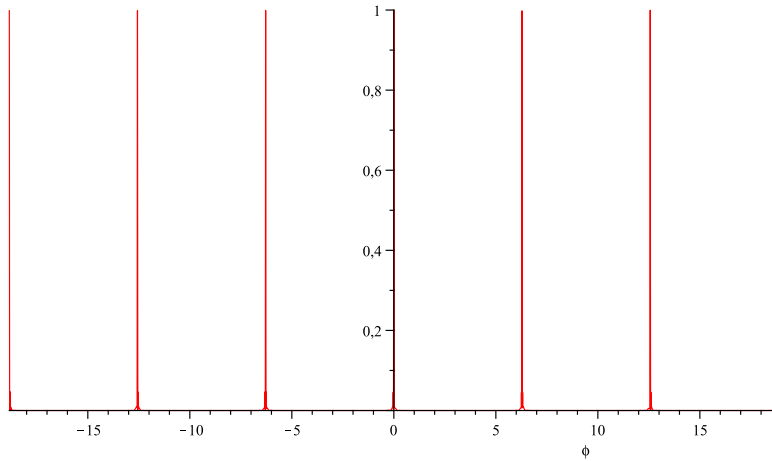


FIGURE 5.3 – Tracé de l'éclairement normé d'un réseau $\frac{\sin(\frac{N\varphi}{2})^2}{N^2 \sin(\frac{\varphi}{2})^2}$ avec $N=300$

Rem : lorsqu'on observe l'éclairement sur un écran, les maxima ne sont pas équidistants. En effet, nous avons tracé précédemment l'éclairement en fonction de φ . Sur un écran, nous observons la maxima en pointant diverses directions θ' telles que $\sin \theta' = \sin \theta + k \frac{\lambda_0}{a}$. Or la fonction sin n'est pas linéaire. On observera donc plutôt les maxima tels que donnés ci-dessous.

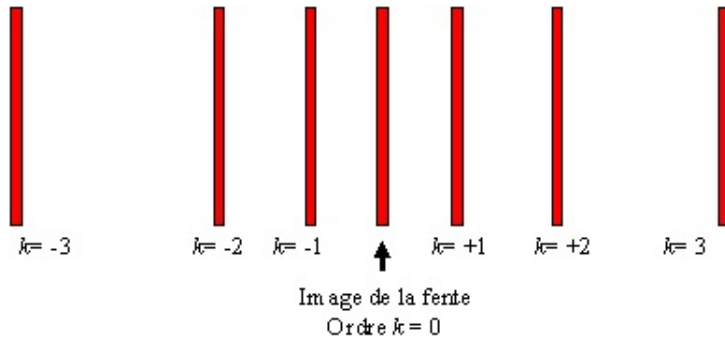


FIGURE 5.4 – Position des maxima de l'éclairement diffracté par un réseau plan sur un écran d'observation

Rem : Si on avait tenu compte de la diffraction, nous aurions obtenu la figure suivante puisque le terme de diffraction qui varie plus lentement que le terme d'interférences module l'éclairement.

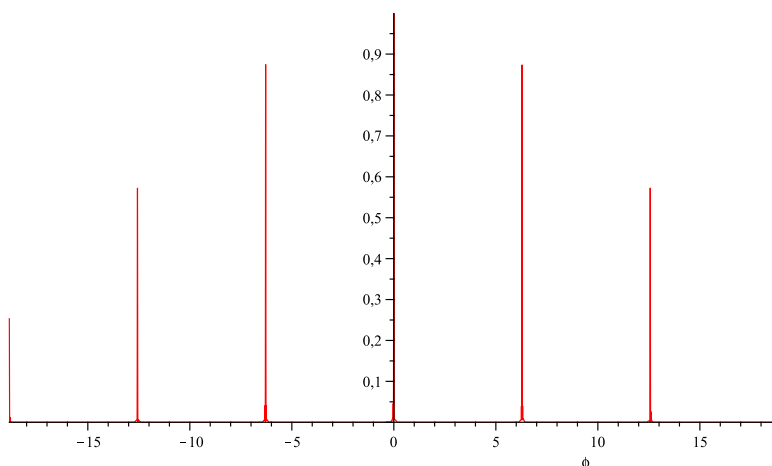
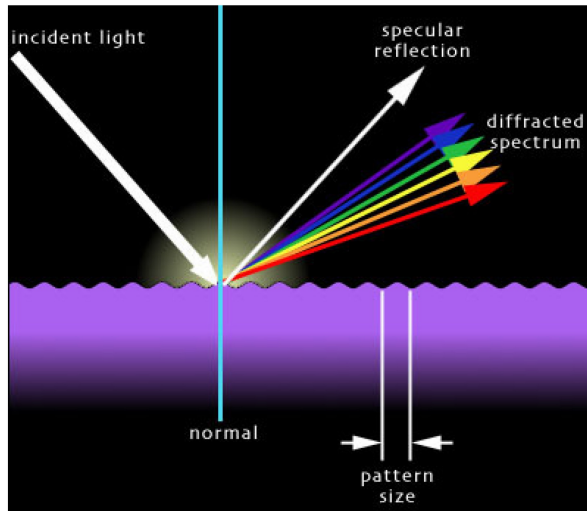


FIGURE 5.5 – Tracé de l'éclairement normé d'un réseau $\frac{\sin(\frac{N\varphi}{2})^2}{N^2 \sin(\frac{\varphi}{2})^2}$ avec $N=300$ en tenant compte de la diffraction

5.3 Etude de l'éclairement

5.4 Cas de la lumière blanche

Observations



En lumière polychromatique, chaque longueur d'onde produit sa propre figure d'interférences.

Toutes les longueurs d'onde ont un maximum en $\varphi = 0$ donc à l'ordre $k = 0$, il n'y a pas dispersion : nous observerons une raie blanche.

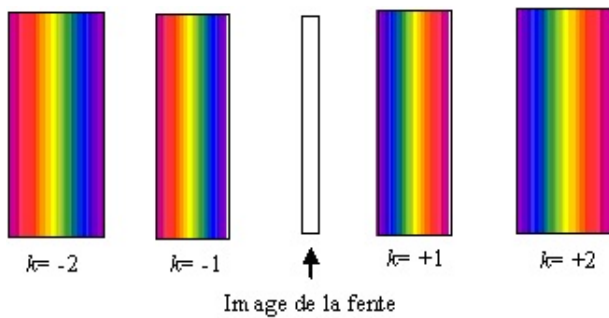


FIGURE 5.6 – Spectre donné par un réseau plan en lumière blanche

Suivant la valeur de a , il vient un moment où l'étalement est tel qu'il y a recouvrement entre les ordres successifs. On illustre là le problème d'un réseau : plus l'ordre est élevé, plus l'étalement est grand - et donc plus il va être aisé de séparer deux longueurs d'onde proches - mais plus le risque de voir l'ordre k pollué par l'ordre $k - 1$ est important.

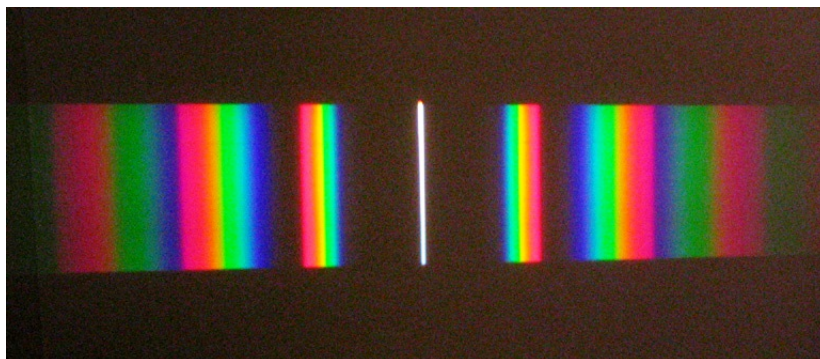


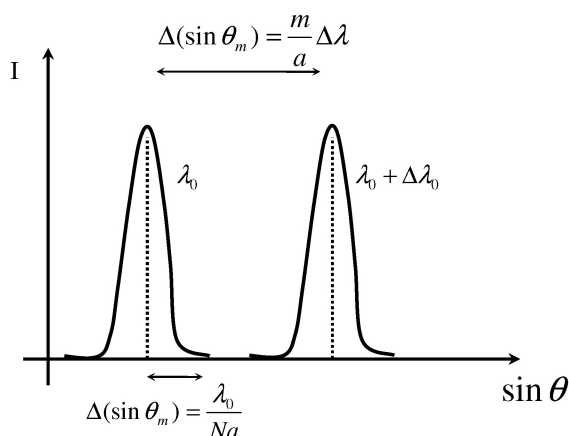
FIGURE 5.7 – Recouvrement d'ordres en lumière blanche

Pouvoir de résolution d'un réseau

Nous avons vu que la demi-largeur d'un maximum principal est $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{N}$.

Or $\varphi = \frac{2\pi a}{\lambda}(\sin\theta' - \sin\theta)$ et $\sin\theta$ est fixé puisque c'est le sinus de l'angle d'incidence. Donc la demi-largeur angulaire d'un maximum principal est :

$$\Delta(\sin\theta') = \frac{\lambda}{N.a} \quad (5.3)$$



Soient deux longueurs d'ondes voisines λ_0 et $\lambda_1 = \lambda_0 + \Delta\lambda$. Les maxima principaux d'ordre m pour ces deux longueurs d'ondes sont obtenus pour :

- $\sin\theta'_{m_0} = \sin\theta + \frac{m\lambda_0}{a}$
- $\sin\theta'_{m_1} = \sin\theta + \frac{m\lambda_1}{a}$

L'écart angulaire de ces deux maxima est :

$$\Delta(\sin\theta'_m) = \frac{m\Delta\lambda}{a} \quad (5.4)$$

Cette largeur doit être, d'après le critère de résolution de Rayleigh, supérieure ou égale à la demi-largeur angulaire du pic d'intensité d'ordre m , soit :

$$\Delta(\sin\theta'_m) \geq \Delta(\sin\theta') \Leftrightarrow \frac{m\Delta\lambda}{a} \geq \frac{\lambda}{N.a} \quad (5.5)$$

A la limite de résolution, on a

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m.N} \quad (5.6)$$

Plus l'ordre est grand et plus le nombre de traits du réseau est grand, plus le pouvoir de séparation est important.

On appelle résolution théorique du réseau la grandeur $R = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}$.

On a

$$R = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} = mN \quad (5.7)$$

Par exemple pour le doublet du sodium, on a $\lambda_0 = 589nm$, $\Delta\lambda = 0.6nm$ ce qui donne $R = 982 \simeq 1000$. On peut donc à l'ordre 1 choisir $N = 1000$ pour distinguer les deux raies du doublet. A l'ordre 2, un réseau de $N = 500$ suffit.

On définit la dispersion angulaire du réseau à l'ordre m par $D_{ang} = \frac{d\theta_m}{d\lambda_0}$. En différentiant la relation fondamentale des réseaux, on obtient :

$$\cos\theta_m d\theta_m = m \frac{d\lambda}{a} \Rightarrow D_{ang} = \frac{m}{a \cos\theta_m} \quad (5.8)$$

La dispersion est d'autant plus élevée que l'ordre est grand et le pas du réseau petit.