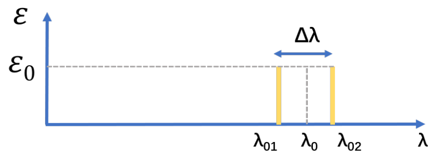
I - Notion de cohérence temporelle

I.A - Définition

En pratique, aucune onde n'est monochromatique, par le modèle d'un train d'ondes, on peut définir le temps de cohérence τ_c de la source $[\![a]\!]$ La cohérence temporelle d'une onde est liée à la largeur de bande spectrale de la source : selon l'analyse de Fourier, on a $\tau_c * \Delta f \simeq 1$

I.B - Source à spectre distinct

On peut également considérer 2 sources ponctuelles S_1 et S_2 confondues mais incohérentes entre elles.



On a donc au point d'observation M,

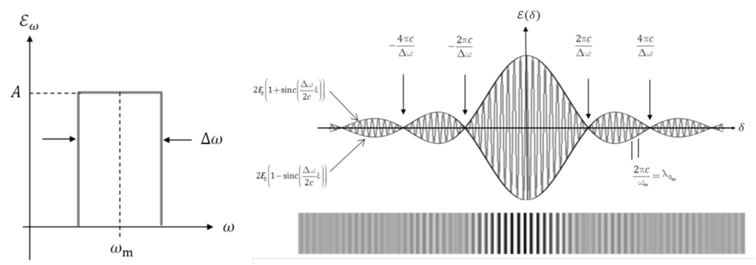
$$\begin{aligned}\mathcal{E}(M) &= 2\mathcal{E}_1(1+\cos(\delta\varphi_1(M))) + 2\mathcal{E}_2(1+\cos(\delta\varphi_2(M)))\\ &= 4\mathcal{E}_0\left[1+\cos\left(\frac{\Delta\lambda\pi\delta(M)}{\lambda_0^2}\right)\cos\left(\frac{2\pi\delta(M)}{\lambda_0}\right)\right]\end{aligned}$$

par les approximations que $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0$, et que $\lambda_0 \gg \Delta\lambda$
En posant $\mathcal{V}(\delta(M)) = \cos\left(\frac{\pi\Delta\lambda\delta(M)}{\lambda_0^2}\right)$ le facteur de visibilité, on a

$$\boxed{\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_{moy}(1+\mathcal{V}(\delta(M))\cos(\Delta\varphi(\delta(M)))}$$

I.C - Source à spectre continu

I.C.1 - densité spectrale d'éclairement à profil rectangulaire



On a aussi

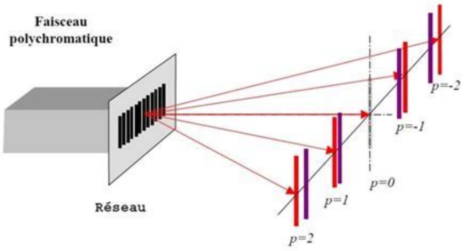
$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_{moy}(1+\mathcal{V}(\delta(M))\cos(\Delta\varphi(\delta(M)))$$

avec $\mathcal{V}(\delta(M)) = sinc\left(\frac{\Delta\omega}{2c}\delta(M)\right)$
Pour une source de densité spectrale d'éclairement à profil queconque, le contrast $C(\delta(M)) = |\mathcal{V}(\delta(M))|$ diminue globalement avec $\delta(M)$, il faut $|\delta(M)| < \frac{2\pi c}{\delta\omega} = l_c$ pour que les interférences soient visibles.

I.C.2 - lumière blanche

Dans le cas des interférences obtenues par le dispositif des deux fentes de Young, les interférences sont visibles pour $|x| < \frac{Dl_c}{a}$.
Et pour les blanc d'ordre supérieure, il y a des cannelures où tous les interférences sont destructives si on utilise un prisme ou réseau, ces longueurs d'ondes satisfont $\lambda_m = \frac{ax}{D(m+\frac{1}{2})}$

I.D - Interférences lumineuses à N ondes



Par la formule des réseaux, on a $\sin\theta_p = \sin\theta_0 + p\frac{\lambda_0}{a}$, donc plus la longueur d'onde λ est élevée, les lumineuses sont plus déviées

I.E - Pouvoir dispersif

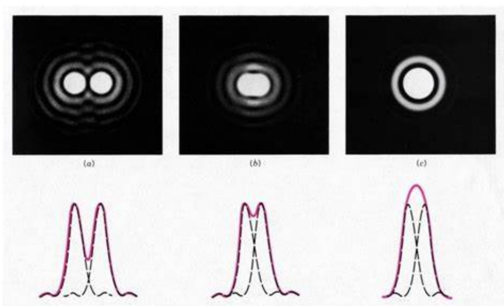
Le pouvoir dispersif du réseau est défini par $P_d = \left|\frac{d\theta_p}{d\lambda_0}\right|$. Car on a $\sin\theta_p = \sin\theta_0 + p\frac{\lambda_0}{a}$, d'où $\cos\theta_p \, d\theta_p = \frac{p}{a} \, d\lambda_0$. On a donc $P_d = \left|\frac{p}{a\cos\theta_p}\right|$ Pour augmenter P_d

- observer en un ordre p élevé
- utiliser un réseau de pas a petit.(il ne faut pas que a soit trop petit car $p \leq \lfloor \frac{a}{\lambda_0} \rfloor$)

I.F - Recouvrement des ordres

Pour éviter un recouvrement des ordres, il faut $\theta_{p,\lambda_{02}} < \theta_{p+1,\lambda_{01}}$, d'où $p < \frac{\lambda_{01}}{\lambda_{02}-\lambda_{01}}$

I.G - Pouvoir de résolution



Le plus petit écart $\Delta\lambda_{0,min}$ entre deux rayons qu'il est possible de séparer à l'aide d'un réseau satisfait $\frac{p\Delta\lambda_{0,min}}{a} = \frac{\lambda_0}{Na}$, soit $\Delta\lambda_{0,min} = \frac{\lambda_0}{Np}$
Le pouvoir de résolution est défini par $P_r = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{0,min}}$. On a donc $P_r = Np$