Notions et contenus	Capacités exigibles	Détail
Modèle de propagation dans l'approximation de l'optique géométrique.	Utiliser une grandeur scalaire pour décrire un signal lumineux.	L'onde lumineuse est décrite par une onde scalaire $s(M,t)$. C'est une composante du champ électrique. Pour une lumière monochromatique, $s(M,t)$ s'écrit $$\boxed{s(M,t) = A(M)\cos(\omega t - \phi_M)}$$ avec • $A(M)$ l'amplitude dépendant du point M • ϕ_M la phase à l'origine des temps $t = 0$ On peut représenter la vibration lumineuse monochromatique $s(M,t)$ précédente par la vibration complexe $$\underline{s}(M,t) = A(M)\mathrm{e}^{\imath(\omega t - \phi_M)} = \underline{a}(M)\mathrm{e}^{\imath\omega t} \quad \text{tel que} \quad s(M,t) = \mathrm{Re}\left[\underline{s}(M,t)\right]$$ On note l'amplitude complexe $\underline{a}(M) = A(M)\mathrm{e}^{-\imath\phi_M}$.
Chemin optique. Déphasage dû à la propagation.	Exprimer le retard de phase en un point (par rapport à un autre) en fonction de la durée de propagation ou du chemin optique.	C'est une onde progressive de telle sorte que $$s(M,t) = \alpha s(S, t-\tau_M) \quad \text{et} \quad s(S,t) = A(S)\cos(\omega t - \phi_S) \quad \text{donc} \quad s(M,t) = \underbrace{\alpha A(S)}_{A(M)}\cos(\omega t - \underbrace{(\omega\tau_M + \phi_S)}_{\phi_M})$$ avec $\tau_M = \dfrac{SM}{v} = \dfrac{nSM}{c}$ la durée de propagation de S à M. On définit le chemin optique (SM) comme $\boxed{(SM) = c\tau_M}$, distance qu'aurait parcourue l'onde dans le vide pendant la même durée de propagation τ_M. On a alors $\boxed{(SM) = nSM}$. On définit le retard de phase ϕ_M au point M depuis le point S comme $$\phi_M = \phi_S + \frac{\omega}{c}(SM) = \phi_S + \frac{2\pi}{\lambda_0}(SM) \quad \text{avec} \quad \lambda_0 \text{ la longueur d'onde dans le vide.}$$ On définit alors le retard de phase entre S et M comme $\boxed{\Delta\phi_M = \phi_M - \phi_S = \dfrac{2\pi}{\lambda_0}(SM)}$. En plus du déphasage lié à la propagation, le lumière subit un déphasage supplémentaire de π dans les situations suivantes : • lorsque le rayon lumineux subit une réflexion sur une surface métallique ; • lorsque le rayon lumineux subit une réflexion sur un milieu plus réfringent (milieu d'indice $n' > n$ avec n l'indice du milieu incident) ; • lorsque le rayon lumineux passe par un point de convergence. Un ajout de phase π correspond à un ajout de $\lambda_0/2$ à la différence de marche.

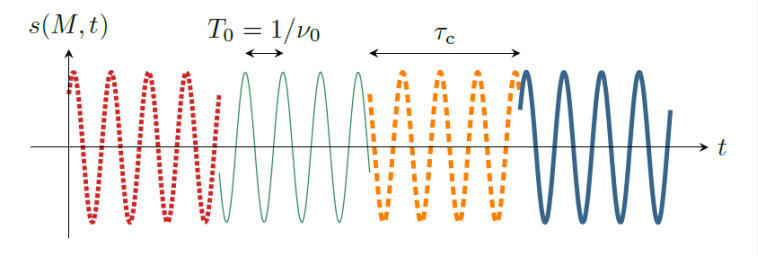
Notions et contenus	Capacités exigibles	Détail
Surfaces d'ondes. Théorème de Malus (admis). Onde plane, onde sphérique ; effet d'une lentille mince dans l'approximation de Gauss.	Associer une description de la formation des images en termes de rayon lumineux et en termes de surfaces d'onde. Utiliser la propriété énonçant que le chemin optique séparant deux points conjugués est indépendant du rayon lumineux choisi.	Définir une surface d'onde, une onde plane, une onde sphérique. On appelle surface d'onde issue d'une source ponctuelle S (d'émission isotrope) l'ensemble des points M de l'espace tels que $(SM) = \text{cste}$. L'onde émise par une source monochromatique ponctuelle en S dans un milieu homogène est une onde sphérique. En notant $r = SM$, on a $$s(M,t) = A(r)\cos(\omega t - \phi_S - kr) \quad \text{avec} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda_0}\, n = \frac{2\pi}{\lambda_n}$$ où λ_n est la longueur d'onde dans le milieu d'indice n telle que $$\lambda_n = \frac{\lambda_0}{n}$$ Une onde plane est une onde sphérique observée très loin de la source, les surfaces d'onde sphériques sont alors localement assimilées à des plans. On peut exprimer l'**onde plane progressive harmonique (OPPH)** comme : $$\boxed{s(M,t) = A(M)\cos(\omega t - \overrightarrow{k}\cdot\overrightarrow{OM} - \phi_O)}$$ où O est une origine des phases au voisinage de M et $\overrightarrow{k} = \overrightarrow{\text{cste}}$ le vecteur d'onde de cette onde plane. Énoncer le théorème de Malus. Préciser l'effet d'une lentille. D'après le théorème de Malus, les surfaces d'onde relatives au point source S sont orthogonales aux rayons lumineux issus de S. Une lentille transforme une onde sphérique (convergente ou divergente) ou une onde plane en une onde sphérique ou plane. Soit A' le point conjugué de A à travers une lentille $\mathcal{L}$, alors le chemin optique (AA') est indépendant du rayon lumineux considéré.

Notions et contenus	Capacités exigibles	Détail
Modèle d'émission. Relation (admise) entre le temps de cohérence et la largeur spectrale.	Citer l'ordre de grandeur du temps de cohérence Δt de quelques radiations visibles. Utiliser la relation $\Delta f \cdot \Delta t \sim 1$ pour relier le temps de cohérence à la largeur spectrale $\Delta\lambda$ de la radiation.	Définir le modèle du train d'ondes. Faire le lien entre le temps de cohérence τ_c et la largeur spectrale $\Delta\lambda$. Donner des OG de temps de cohérence et de longueur de cohérence.

Les atomes émettent la lumière par **trains d'ondes** correspondant à une émission localisée temporellement sur une durée Δt. On appelle cette durée, le temps de cohérence τ_c. Il est lié à la largeur fréquentielle d'émission :

$$\boxed{\Delta\nu \approx \frac{1}{\tau_c}}$$

On décrit l'émission de lumière sous forme de trains d'ondes aléatoires de longueur ℓ_c et de durée τ_c. Chaque train d'ondes a une phase aléatoire.



Soit une source quasi-monochromatique de longueur d'onde moyenne λ_m et de largeur de raie $\Delta\lambda$, alors

$$\boxed{\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_m^2}{\ell_c} = \frac{\lambda_m^2}{c\tau_c}}$$

On retiendra les OG de longueur de cohérence pour les sources suivantes :

- laser : $\ell_c > 1\,\text{m}$ et $\tau_c > 1\,\text{ns}$
- lampe à vapeur de mercure : $\ell_c \approx 30\,\text{cm}$ et $\tau_c \approx 1\,\text{ns}$
- lampe à vapeur de sodium : $\ell_c \approx 3\,\text{cm}$ et $\tau_c \approx 0{,}1\,\text{ns}$
- lampe blanche : $\ell_c \approx 1\,\mu\text{m}$ et $\tau_c \approx 3 \times 10^{-15}\,\text{s} = 3\,\text{fs}$

<table>
<tr><th>Notions et contenus</th><th>Capacités exigibles</th><th>Détail</th></tr>
<tr><td>Récepteurs. Intensité de la lumière.</td><td>Relier l'intensité à la moyenne temporelle du carré de la grandeur scalaire de l'optique. Citer l'ordre de grandeur du temps de réponse de quelques récepteurs de lumière.</td><td>On définit l'intensité lumineuse $I(M)$ en un point M comme la moyenne du signal au carré sur le temps de réponse τ du détecteur :
$$\boxed{I(M) =< s^2(M,t) >_\tau}$$
Le temps de réponse d'un détecteur τ est le temps minimal que doit séparer deux signaux pour être perçus individuellement.
• Pour l'œil, $\tau \approx 0{,}1\,\text{s}$.
• Pour une photodiode, $\tau \approx 1 \times 10^{-6}\,\text{s}$.</td></tr>
<tr><td>Superposition de deux ondes monochromatiques cohérentes entre elles : formule de Fresnel. Facteur de contraste.</td><td>Citer les principales conditions pour que le phénomène d'interférences apparaisse (ondes quasi synchrones, déphasage constant dans le temps ou très lentement variable).</td><td>Énoncer la formule de Fresnel et donner (sans démonstration ici) les conditions pour observer des interférences.
Deux ondes sont cohérentes si
• elles sont de même fréquence (on dit qu'elles sont synchrones),
• et qu'elles sont issues du même point d'une même source.
Elles interfèrent en M si la différence de marche en M est inférieure à la longueur de cohérence ℓ_c de la source.
Alors l'intensité en M est donnée par la formule de Fresnel :
$$\boxed{I(M) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\Delta\phi_M) \quad \text{avec} \quad \Delta\phi_M = \frac{2\pi}{\lambda_0}\delta(M)}$$
et $\delta(M)$ la différence de marche optique en M, en général égale à la différence de marche géométrique $(SM)_2 - (SM)_1$.</td></tr>
<tr><td>Superposition de deux ondes incohérentes entre elles.</td><td>Justifier et utiliser l'additivité des intensités.</td><td>Si l'une des conditions n'est pas respectée, alors l'intensité en M est la somme des intensités :
$$I(M) = I_1 + I_2$$</td></tr>
</table>

Notions et contenus	Capacités exigibles	Détail
Superposition de deux ondes monochromatiques cohérentes entre elles : formule de Fresnel. Facteur de contraste.	Établir et utiliser la formule de Fresnel.	Démontrer la formule de Fresnel.

Par le principe de superposition $s(M,t) = s_1(M,t) + s_2(M,t)$, avec $s_1(M) = A_1\cos(\omega_1 t - \phi_{1M})$ et $s_2(M) = A_2\cos(\omega_2 t - \phi_{2M})$, on a

$$I(M) = \left\langle (s_1(M,t) + s_2(M,t))^2 \right\rangle_\tau = \underbrace{\langle s_1(M,t)^2\rangle_\tau}_{I_1} + \underbrace{\langle s_2(M,t)^2\rangle_\tau}_{I_2} + 2\langle s_1(M,t)s_2(M,t)\rangle_\tau$$

$$I(M) = I_1 + I_2 + 2A_1A_2\langle\cos(\omega_1 t - \phi_{1M})\cos(\omega_2 t - \phi_{2M})\rangle_\tau$$

Or

$$\cos(\omega_1 t - \phi_{1M})\cos(\omega_2 t - \phi_{2M}) = \frac{1}{2}\left[\cos\left((\omega_1+\omega_2)t - (\phi_{1M}+\phi_{2M})\right) + \cos\left((\omega_1-\omega_2)t - (\phi_{1M}-\phi_{2M})\right)\right]$$

et $I_1 = A_1^2/2$ et $I_2 = A_2^2/2$, donc $A_1A_2 = 2\sqrt{I_1I_2}$, on en déduit

$$I(M) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}\left[< \cos\left((\omega_1+\omega_2)t - (\phi_{1M}+\phi_{2M})\right) >_\tau + < \cos\left((\omega_1-\omega_2)t - (\phi_{1M}-\phi_{2M})\right) >_\tau\right]$$

Comme $\omega_1 + \omega_2 \neq 0$, on a alors

$$< \cos\left((\omega_1+\omega_2)t - (\phi_{1M}+\phi_{2M})\right) >_\tau = 0$$

Donc

$$\boxed{I(M) = I_1 + I_2 + \underbrace{2\sqrt{I_1I_2} < \cos\left((\omega_1-\omega_2)t - (\phi_{1M}-\phi_{2M})\right) >_\tau}_{\text{terme d'interférences}}}$$

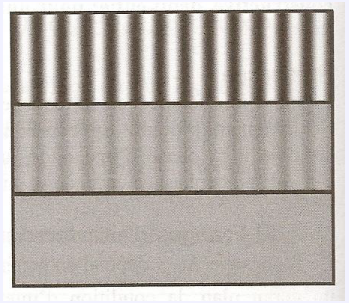
Le terme d'interférences est non nul si les ondes sont synchrones ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$), et que les deux ondes qui interfèrent en M sont issues du même train d'ondes, donc issues de la même source et que $(S_2M) - (S_1M) < \ell_c$. Alors on a

$$I(M) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\delta(M)\right) \quad \text{avec} \quad \delta(M) = (S_2M) - (S_1M)$$

<table>
<tr><th>Notions et contenus</th><th>Capacités exigibles</th><th>Détail</th></tr>
<tr><td rowspan="2">Superposition de deux ondes monochromatiques cohérentes entre elles : formule de Fresnel. Facteur de contraste.</td><td>Établir et utiliser la formule de Fresnel.</td><td>Définir l'ordre d'interférences. À quelle condition a-t-on des interférences constructives en M ? Définir l'interfrange.

On définit l'ordre d'interférence en M comme le réel p_M tel que
$$\boxed{p_M = \frac{\Delta\phi_M}{2\pi} = \frac{\delta(M)}{\lambda_0}}$$
Les franges brillantes sont les franges où l'intensité lumineuse est maximale. On parle d'interférences constructives. En ces lieux, on a le déphasage vérifiant
$$\boxed{\Delta\phi_M = 2n\pi \quad \text{avec} \quad n \in \mathbb{Z}}.$$
L'ordre d'interférence $\boxed{p_M = n}$ est un entier et la différence de marche $\boxed{\delta(M) = n\lambda_0}$ un multiple de λ_0.
L'intensité lumineuse vaut
$$\boxed{I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}}$$
L'interfrange i est l'écart spatial entre deux lieux consécutifs d'interférence de même nature.</td></tr>
<tr><td>Associer un bon contraste à des ondes d'intensités voisines.</td><td>Définir le facteur de contraste. Analyse-le.

Le contraste ou la visibilité des franges s'exprime
$$\boxed{C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}}$$
Quand $C = 1$, on a un bon contraste : les franges sombres sont noires ($I_{\min} = 0$).
Quand C diminue, l'écart $I_{\max} - I_{\min}$ diminue et les franges sont moins contrastées.
Quand $C = 0$, $I_{\max} = I_{\min}$. On ne voit pas d'interférences. On parle de brouillage des interférences.

</td></tr>
</table>