

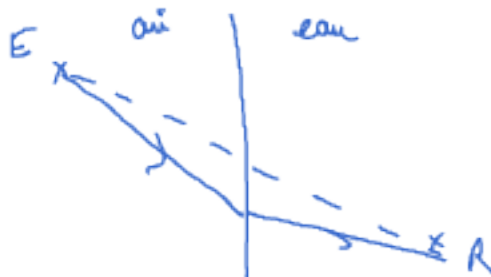
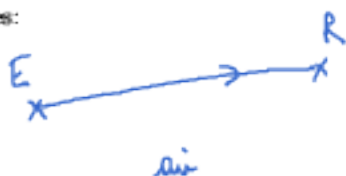
Chap 001: introduction à l'optique ondulatoire

I. Optique géométrique ou optique ondulatoire

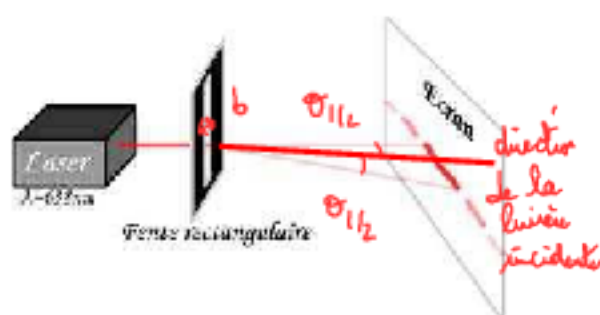
L'optique géométrique repose sur deux principes.

♡ Premier principe de l'optique géométrique: les rayons lumineux se propagent en ligne droite dans un milieu homogène.

Exemples:



Et pourtant lorsqu'un faisceau laser traverse un diaphragme...



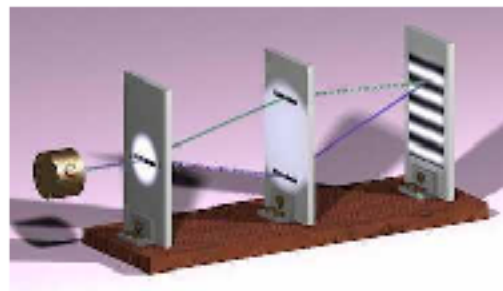
$$\theta_{1/2} \sim \frac{\lambda}{b}$$

A la traversée d'une fente ou d'un trou, la lumière est diffractée de façon symétrique / à la direction de la lumière incidente. L'angle de diffraction est d'autant + grand que la fente ou le trou sont peu larges.

♡ Second principe de l'optique géométrique: les rayons lumineux se coupent indépendamment les uns des autres.

Exemple: dans une pièce j'allume deux lampes de même intensité, j'ai deux fois plus de lumière.

Et pourtant, lorsqu'un faisceau incident traverse deux diaphragmes...



Un point M sur l'écran est atteint par deux rayons qui ont suivi des chemins différents: les ondes interfèrent en M de façon constructive (franges lumineuses) ou destructive (franges sombres).

♡ Conclusion : optique géométrique ou optique ondulatoire ?

C'est une histoire d'échelle : il y a deux longueurs à comparer pour savoir si les lois de l'optique géométrique s'appliquent ou ne s'appliquent pas:

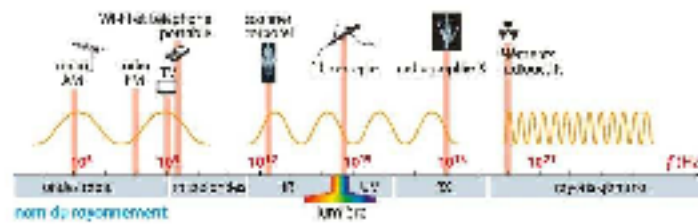
- longueur d'onde λ lumière visible : $400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 800 \text{ nm}$
- taille caractéristique du système d (largeur d'une fente, diamètre d'un diaphragme, distance entre deux fentes...)

Pour $d \gg \lambda$: on peut négliger la nature ondulatoire de la lumière, la lumière suit les lois de l'optique géométrique (pas d'interf., pas de diffraction)

Pour d voisin de λ : on ne peut pas négliger la nature ondulatoire de la lumière, on observe des interférences et de la diffraction.

II. Approche ondulatoire de la lumière

La lumière est une onde électromagnétique (un champ électrique et un champ magnétique couplés qui transportent de l'énergie).



$$\lambda = 800 \text{ nm} \quad \lambda = 600 \text{ nm}$$

$$f = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^8}{8 \cdot 10^{-7}} = 3,75 \cdot 10^{14} \text{ Hz} \quad f = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^8}{6 \cdot 10^{-7}} = 5 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$$

La vitesse de propagation de la lumière est $v = \frac{c}{n}$

où c est la célérité de la lumière dans le vide $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$

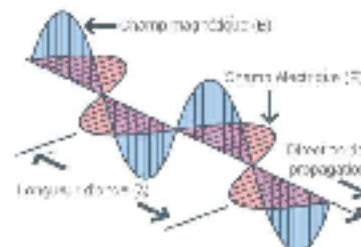
où n est l'indice du milieu ($n_{\text{eau}} = 1,33$ et $n_{\text{verre}} = 1,5 - 1,7$ dépend de la longueur d'onde selon la loi de Cauchy $n_{\text{verre}}(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2}$)

L'onde lumineuse est donc caractérisée par une période spatiale λ et une période temporelle T liée entre elles par $\lambda = cT$.

Lors d'un changement de milieu, la fréquence est conservée, la longueur d'onde est modifiée.

1. L'amplitude de l'onde lumineuse

La lumière est une onde dont la perturbation est le champ électromagnétique, ce qui signifie que cette onde est caractérisée en toute rigueur par le couple $(\vec{E}(M, t), \vec{B}(M, t))$.

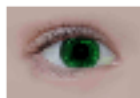


Pour l'étude des interférences et de la diffraction, on utilise le modèle scalaire des ondes lumineuses. Ce modèle consiste à réduire l'onde à une seule des composantes du champ électrique, cette composante est une grandeur scalaire que l'on écrit: $s(M, t) = s_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{OM})$.

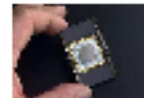
$\omega =$ pulsation temporelle $\omega = \frac{2\pi}{T}$ où T est la période temporelle

$\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{u}$ où λ est la période spatiale
 $\vec{u}$ direction de propagation de l'onde

2. L'intensité lumineuse



Temps de réponse: 0,1 s



Temps de réponse: qq ms

Les récepteurs (comme notre oeil, une caméra CCD,...) sont sensibles:

- Au carré de l'amplitude de l'onde : c'est l'intensité aussi appelée éclairement. L'intensité en M à l'instant t est: $I(M, t) = K s^2(M, t)$

- A l'intensité moyenne dans le temps. Les temps de réponse des récepteurs sont très grands devant la période d'une onde lumineuse (de l'ordre de 10^{-15} s). Donc les récepteurs n'ont pas le temps de suivre les oscillations de l'onde lumineuse, ils ne sont sensibles qu'à la valeur moyenne de l'onde lumineuse au cours du temps.

On note donc:

$s(M, t)$: l'amplitude de l'onde en M à l'instant t

$$I(M) = K \langle s^2(M, t) \rangle = K \int_0^T s^2(M, t) dt$$

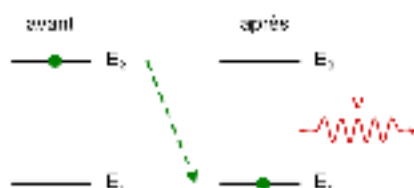
Remarque 1: on verra dans le cours d'électromagnétisme que le signal $s(M, t)$ est une composante du champ électrique transporté par l'onde et que l'intensité lumineuse est la valeur moyenne du vecteur de Poynting, son unité est le $W.m^{-2}$ (c'est la même unité que celle de l'intensité acoustique).

Remarque 2: $\langle \cos^2(\omega t + \phi) \rangle = \frac{1}{2}$

III. Les sources lumineuses

Pour comprendre les conditions d'obtentions d'interférences, il est important de comprendre les caractéristiques de la lumière émise par différents émetteurs tels que le laser, les lampes à vapeur de sodium, les lampes de lumière blanche.

1. Notion de train d'onde

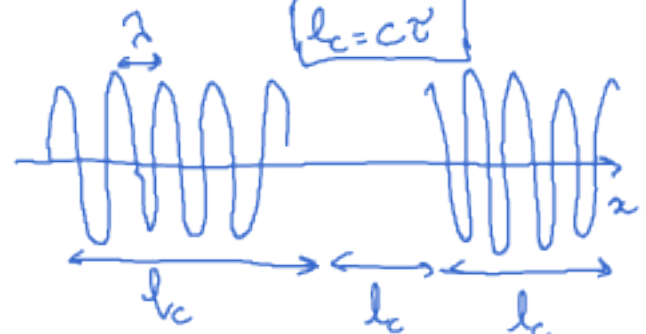
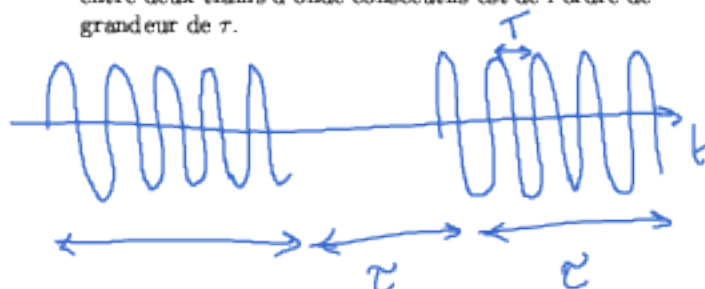


L'éjection de l'atome pour un niveau excité E_2 au niveau de plus basse énergie E_1 en émettant un photon de fréquence $\nu = f = \frac{E}{h} = \frac{E_2 - E_1}{h}$

L'atome émet des trains d'onde de fréquence centrale ν pendant un temps moyen τ . L'intervalle de temps entre deux trains d'onde consécutifs est de l'ordre de grandeur de τ .

l_c = longueur de cohérence : longueur moyenne d'un train d'onde

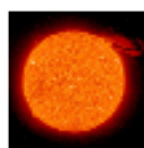
$$l_c = c\tau$$



2. Temps et longueur de cohérence d'une source

La durée d'émission d'un train d'onde notée τ et la longueur d'un train d'onde appelé longueur de cohérence et noté l_c , dépendent de l'émetteur:

$$\lambda_{\text{avg}} = 6 \times 10^{-7} \text{ m}$$



lampe à incandescence

étoile

lampe à vapeur de sodium

laser

$$\tau \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ s}$$

$$\tau \approx 10^{-12} \text{ s}$$

$$\tau \approx 10^{-9} \text{ s}$$

$$l_c = 3 \times 10^8 \times 2 \cdot 10^{-15} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ m} \approx \lambda$$

$$l_c = 3 \times 10^8 \times 10^{-12} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m} \approx 500 \lambda$$

$$l_c = 3 \times 10^8 \times 10^{-9} = 0,3 \text{ m} \approx 10^6 \lambda$$

le train d'onde comprend qq oscillations

le train d'onde comprend qq centaines d'oscillations

le train d'onde comprend qq millions d'oscillations



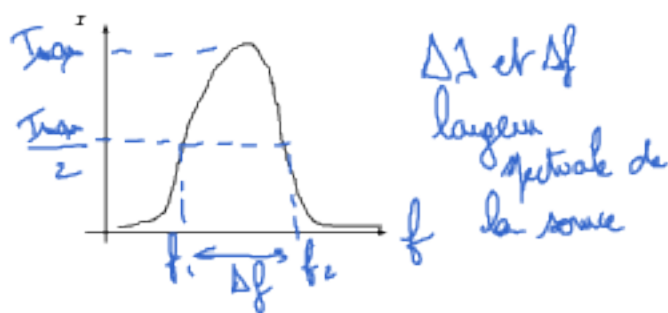
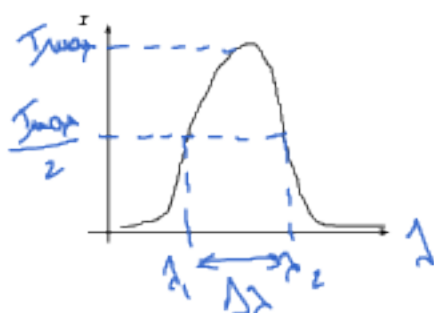
oscillations

$$l_c \approx 1 \mu\text{m}$$

$$l_c \approx 1 \text{ mm}$$

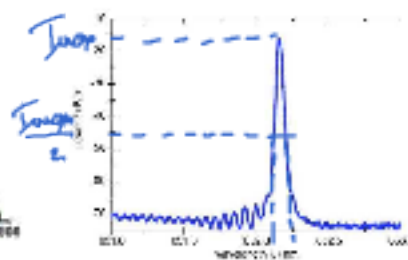
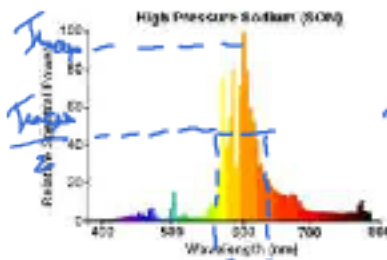
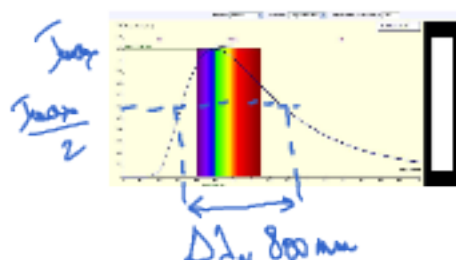
$$l_c \approx 1 \text{ m}$$

3. Notion de spectre et grandeurs caractéristiques d'un émetteur



Relation entre f_0 et λ_0 : $f_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ f_0 : fréquence centrale et λ_0 longueur d'onde centrale émise

Relation entre τ et Δf :



Plus la longueur de cohérence l_c est grande et plus la largeur spectrale est faible

ou traduit par:

$$\nu = \frac{1}{\Delta f}$$

ν : durée moyenne d'un train d'onde
 Δf : largeur spectrale
 $f \in [f_0 - \frac{\Delta f}{2}, f_0 + \frac{\Delta f}{2}]$

Relation entre Δf et $\Delta \lambda$:

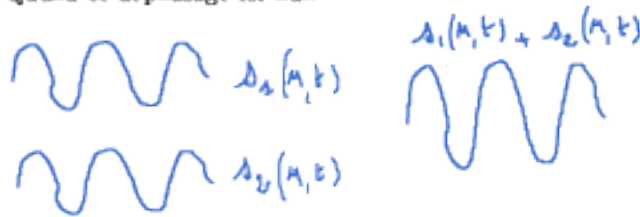
$$f = \frac{c}{\lambda} \quad \frac{df}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2} = -\frac{f}{\lambda} \quad \text{d'où} \quad \frac{\Delta f}{\Delta \lambda} = \frac{f}{\lambda} \quad \Delta f \text{ et } \Delta \lambda > 0$$

$$\text{soit } \left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta f}{f_0} \right|$$

IV. Conditions d'obtention des interférences

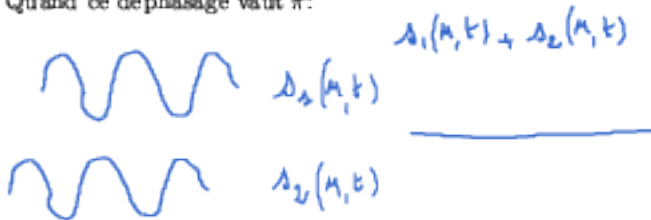
On ne peut faire des interférences qu'avec deux trains d'onde dont le déphasage en M est constant au cours du temps. Prenons l'exemple des deux cas extrêmes:

Quand ce déphasage est nul:



$I = K \langle (s_1(M, t) + s_2(M, t))^2 \rangle$
 lorsque $s_1(M, t)$ et $s_2(M, t)$ sont en phase, l'intensité en M est maximale: M est sur une frange brillante

Quand ce déphasage vaut π :



$I = 0$
 lorsque $s_1(M, t)$ et $s_2(M, t)$ sont en opposition de phase, l'intensité en M est nulle: M est sur une frange sombre

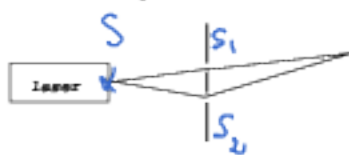
Pour que le déphasage entre les deux ondes soit constant au cours du temps, il faut:

- des trains d'onde de même fréquence: ces ondes sont dites monochromes
- des trains d'onde qui viennent d'un même atome et parcourent des chemins différents.

les trains d'onde sont émis simultanément par un atome, par suite des interférences, il faut que le décalage entre 2 trains d'onde soit constant

Une source unique et monochromatique

On définit la différence de marche par:

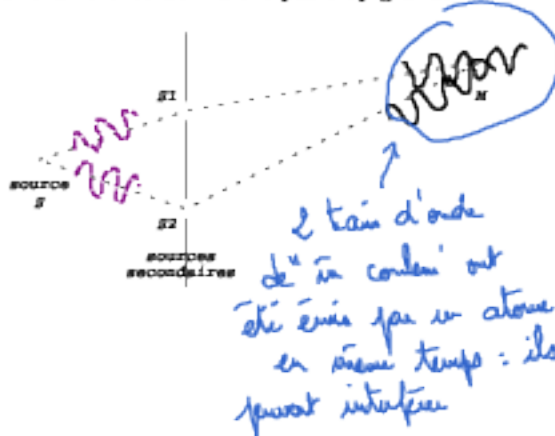


$$\delta_{2,1}(M) = (SS_2M) - (SS_1M)$$

$$\varphi_{2,1}(M) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta_{2,1}(M)$$

décalage en mètres appelé différence de marche
 décalage en radian appelé déphasage

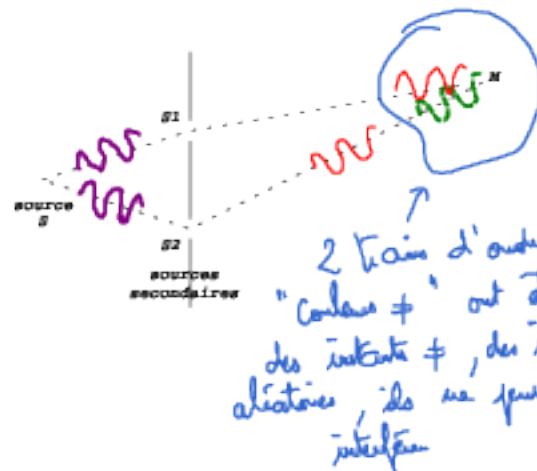
- Une différence de marche pas trop grande:



ici on est dans le cas où:

$$\delta_{2,1}(M) < \lambda_c$$

interférences possibles



ici on est dans le cas où:

$$\delta_{2,1}(M) > \lambda_c$$

interférences impossibles

V. Conclusion: sources cohérentes

1. Deux sources cohérentes

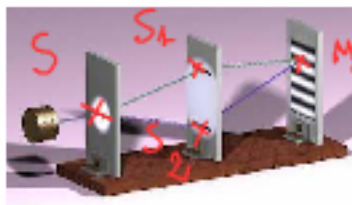
Ce sont deux sources
qui donnent des interférences

Pour observer des interférences, il faut vérifier les conditions suivantes:

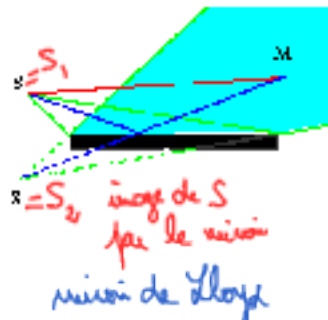
- Une seule source principale S monochromatique (une seule longueur d'onde, une seule fréquence, une seule période)
- Au moins deux sources secondaires S_1 et S_2 images de S (obtenues par un dispositif d'optique géométrique par division du front d'onde ou par division d'amplitude)
- La différence de marche $\delta_{2/1}(M) = (SS_2M) - (SS_1M)$ doit être inférieure à la longueur de cohérence l_c de la source : condition pour que les trains d'onde émis par le même atome se rencontrent.

On parle dans ce cas de sources cohérentes.

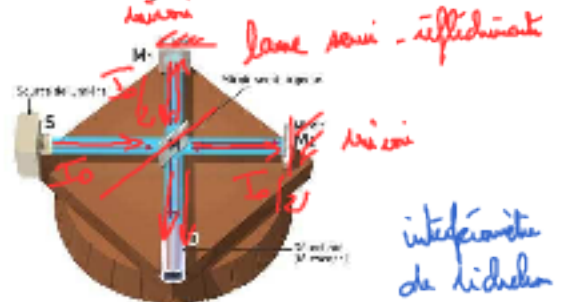
Les dispositifs d'optique géométrique par division du front d'onde ou par division d'amplitude sont:



fontes d'young



maison de Lloyd



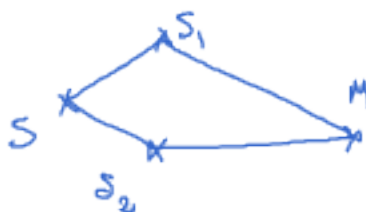
interferometre
de Michelson

écrit pour les
interférences

dispositif à division
à amplitude

2. Intensité lumineuse en présence de deux sources cohérentes

Lorsque deux sources d'intensité I_1 et I_2 sont cohérentes et qu'elles se superposent en M . L'intensité en M se trouve en écrivant:



$s_i(M, t)$: amplitude de l'onde en M à t issue de S_i

 $\Delta_3(M, t); \quad " \quad " \quad S_2$

Intensité en M: $I(\mu) = K \langle (\Delta_1(\mu, t) + \Delta_2(\mu, t))^2 \rangle$

$$I(\mu) = \underbrace{K \langle A_1(\mu, t)^2 \rangle}_{I_1(\mu)} + \underbrace{K \langle A_2(\mu, t)^2 \rangle}_{I_2(\mu)} + \underbrace{K \langle 2A_1(\mu, t)A_2(\mu, t) \rangle}_{\text{terme d'interférence qui dépend de } \psi(\mu)_{2t}}$$

Remarque: Lorsque deux sources d'intensité I_1 et I_2 ne sont pas cohérentes et qu'elles se superposent en M .
L'intensité en M s'écrit:

$$\underline{I}(M) = \underline{I}_1 + \underline{I}_2 \quad \leftarrow M$$