

**OPTIQUE PHYSIQUE.
INTERFÉRENCES À DEUX ONDES**

Table des matières

	c) Exemples	16
	5) Durée et longueur de cohérence	18
	6) Expression pratique de l'intensité lumineuse	18
	IV. Cas particulier d'un signal monochromatique	19
	1) Formule de Fresnel	19
	2) Calcul direct de l'intensité	20
	3) Ordre d'interférence et contraste	21
I. Propriétés géométriques de la lumière		2
1) Loi de propagation rectiligne de la lumière		2
2) Rayon lumineux		2
3) Source ponctuelle		2
4) Indice optique d'un milieu THI		3
5) Principe du retour inverse		4
II. La vibration lumineuse (ou le signal lumineux)		4
1) Modèle scalaire de la lumière		4
2) Principe de superposition		5
3) Origine physique du signal lumineux		5
4) Chemin optique		6
5) Surface d'onde et théorème de Malus		7
6) Propagation du signal lumineux		8
7) Intensité lumineuse		9
8) Autres propriétés des valeurs moyennes. Théorème du décalage temporel.		10
III. Interférences entre deux signaux lumineux		12
1) Terme d'interférences		12
2) Cas où les deux faisceaux lumineux proviennent de deux sources différentes		13
3) Obtention des interférences		14
a) Les montages à division du front d'onde		14
b) Les montages à division d'amplitude		14
4) Intensité lumineuse dans le champ d'interférences		15
a) Principe du calcul		15
b) Fonction d'autocorrélation		16

I. Propriétés géométriques de la lumière

1) Loi de propagation rectiligne de la lumière

Dans le cadre du programme on s'intéresse à la propagation de la lumière dans des milieux matériels transparents (T), homogènes (H) et isotropes (I).

T
H .

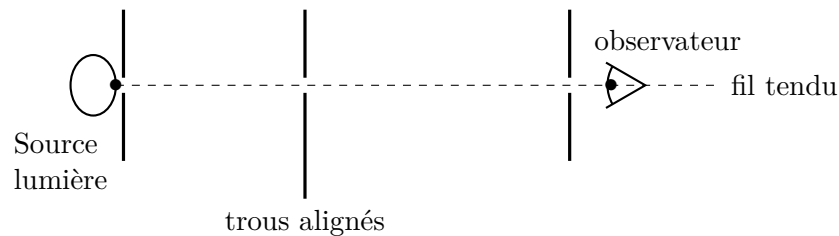
I .

Exemples : verre, air, eau, vide sont des milieux THI.

Loi expérimentale : propagation rectiligne

Dans un milieu THI, la lumière se propage en ligne droite.

Exemple d'expérience :



2) Rayon lumineux

Définition. Rayon lumineux

On appelle *rayon lumineux* (RL) reliant deux points A et B le chemin suivi par la lumière pour aller de A à B .

La loi de propagation rectiligne indique que, dans un milieu THI, le rayon lumineux reliant A et B est le segment $[A, B]$.



3) Source ponctuelle

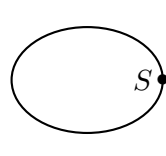
La lumière est émise par les atomes qui restituent l'énergie acquise au cours de chocs sous forme d'énergie lumineuse (émission d'onde électromagnétique). Une source de lumière contient toujours un très grand nombre d'atomes.

On modélise géométriquement la lumière émise par une source étendue comme un ensemble de demi-droites issues de chaque point de la surface Σ de la source.

Chaque point S de Σ est une *source ponctuelle*. Chaque source ponctuelle est un point d'émission d'un faisceau de lumière constituée d'un ensemble de rayons lumineux dont le point origine est S (on parle de *faisceau isogène* = même origine).

Pratique :

Pour isoler une source ponctuelle, on utilise un *diaphragme circulaire* (c'est à dire un trou circulaire percé dans un écran opaque)



4) Indice optique d'un milieu THI

Dans un milieu THI la lumière se propage à la vitesse v identique en chaque point du milieu (homogénéité) et indépendante de la direction (isotropie). L'expérience montre que $v \leq c$. On définit alors *l'indice optique du milieu* par :

$$n = \frac{c}{v} \geq 1$$

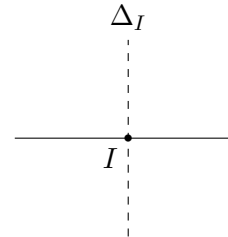
Exemples :

Verres : $n \approx 1,5$; eau : $n \approx 1,33$; air : $n = 1,00$; vide : $n = 1$

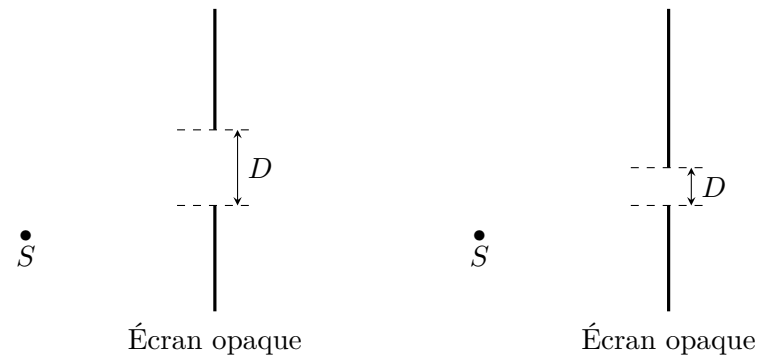
L'indice optique est aussi appelé *indice de réfraction* car il intervient dans les lois de Snell-Descartes.

Le rayon lumineux (qui indique le chemin suivi par la lumière) obéit de façon générale aux lois de Snell-Descartes : réflexion et réfraction. Cela permet de construire le trajet suivi par un rayon à partir de son point d'émission. Il y a cependant deux exceptions.

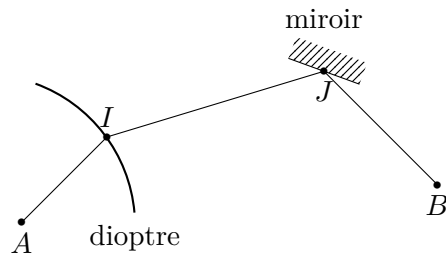
- Si la surface Σ qui sépare les deux milieux THI n'est pas suffisamment lisse on observe un phénomène de *diffusion de la lumière* aussi bien en réflexion qu'en transmission.



- Il peut aussi apparaître un phénomène de *diffraction* dans le cas où le faisceau lumineux traverse une ouverture dont la taille est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde λ de la lumière.



5) Principe du retour inverse

**Principe du retour inverse**

Dans le cas où il n'y a que des réflexions et/ou des réfractions (pas de diffusion ni de diffraction), le trajet suivi par la lumière pour aller de A en B est identique à celui qu'elle suivrait pour aller de B en A si on inversait le sens de propagation de la lumière.

Ce principe résulte de la symétrie des lois de Snell-Descartes.

II. La vibration lumineuse (ou le signal lumineux)

1) Modèle scalaire de la lumière

La lumière fait partie des ondes électromagnétiques :

- Propagation d'un champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{B}) .
- Onde transverse électrique et magnétique : $\vec{E}(M, t)$ et $\vec{B}(M, t)$ sont orthogonaux à la direction de propagation de l'onde, c'est à dire au rayon lumineux passant par M .

Il semble donc naturel d'étudier les phénomènes lumineux en tenant compte du caractère vectoriel de cette onde.

Cependant une telle procédure implique des calculs longs et difficiles qui, en dehors de quelques situations particulières, ne sont menés à terme que numériquement à l'aide de calculateurs très puissants.

Toutefois il est possible de rendre compte d'une grande variété d'expériences en se limitant à une modélisation simplifiée de la lumière appelée *modèle scalaire*. Dans le cadre de cette modélisation, on considère que l'onde lumineuse est correctement décrite par un champ scalaire $a(M, t)$ appelée *vibration lumineuse* ou *signal lumineux* existant au point M et à l'instant t .

- Ce modèle (qui peut apparaître comme une grosse simplification) a une origine historique : les premières tentatives d'explication des phénomènes optiques furent établies en développant des analogies avec les ondes sonores qui étaient déjà connues. Dans une onde sonore, la grandeur qui vibre est la pression P qui est un scalaire. Il était alors facile de transposer directement les résultats acquis pour les ondes sonores aux ondes lumineuses.

- Durant près d'un siècle (1690 - 1810), toutes les expériences réalisées en optique, notamment les interférences et la diffraction étaient parfaitement expliquées par ce modèle scalaire. Ce n'est que vers 1820 qu'on réalisa les premières expériences qui ne pouvaient être expliquées par ce modèle.
- Depuis le XX^{ème} siècle la théorie électromagnétique de la lumière a connu de nombreux développements : les calculs effectués montrent que, dans toutes les situations où le modèle scalaire apporte une explication alternative à la théorie électromagnétique, cette explication apparaît comme une simplification très acceptable mais qui résulte de certaines approximations, dont les conditions de validité ne peuvent être abordées ici.

C'est pourquoi le modèle scalaire des ondes lumineuses porte aussi le nom *d'approximation scalaire*.

2) Principe de superposition

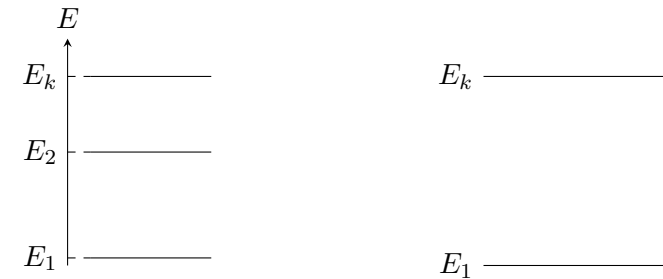
Dans le cas où plusieurs faisceaux lumineux se superposent dans une région de l'espace, les vibrations lumineuses *sont additives* : la vibration lumineuse résultante au point M et à l'instant t est la somme des vibrations dues à chacun des faisceaux :

$$a(M, t) = \sum_i a_i(M, t)$$

C'est le *principe de superposition*.

3) Origine physique du signal lumineux

La lumière est émise par les atomes dont on sait que l'énergie est quantifiée.



Cependant, les niveaux excités ne sont pas stables et l'atome finit par retomber dans son état fondamental.

- En description quantique : l'atome émet un photon d'énergie $E_{\text{ph}} = E_k - E_1$. À cette énergie est associée une fréquence ν_0 donnée par la loi de Planck-Einstein :

$$h\nu_0 = E_k - E_1$$

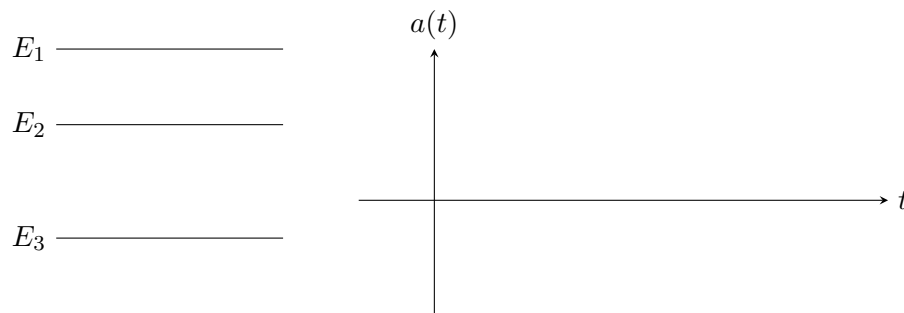
- En description ondulatoire l'atome émet un train d'onde de durée τ et de pulsation $\omega_0 = 2\pi\nu_0$.



L'atome peut être excité à nouveau s'il subit d'autres chocs : le processus peut donc recommencer.



De plus, l'excitation de l'atome ne se fait pas toujours vers le même niveau d'énergie E_k :



Enfin, une source de lumière contient de l'ordre de 10^{23} atomes qui émettent de façon indépendante les uns des autres et de façon totalement aléatoire, en fonction des chocs qu'ils subissent.

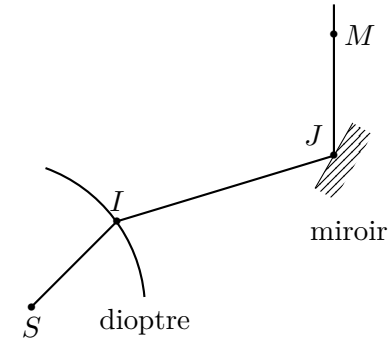
Conclusion :

Le signal lumineux émis par une source ponctuelle S est très complexe et de nature fondamentalement aléatoire. Le cadre théorique adapté pour le décrire est celui de la théorie des signaux aléatoires qui fait des $a(S, t)$ une variable aléatoire à chaque instant t .

Au niveau d'un cours de CPGE on se contente de raisonner avec des modèles simplifiés pour décrire $a(S, t)$.

4) Chemin optique

Considérons un rayon lumineux issu d'une source ponctuelle S et soit M un point sur ce rayon lumineux.



Du fait des réfractions et réflexions, ce rayon lumineux est une ligne brisée qui représente le trajet suivi par la lumière pour aller de S à M . Soit τ_{SM} le temps de propagation de S à M . On a :

Définition. Chemin optique

On appelle *chemin optique* entre S et M et on note (SM) la grandeur : $(SM) = n_1 SI + n_2 IJ + n_2 JM$, et, de façon plus générale :

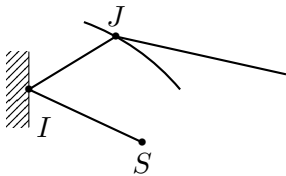
$$(SM) = \sum_k n_k d_k$$

où la somme porte sur les différents morceaux de ligne droite du rayon lumineux et où d_k est la distance parcourue en ligne droite dans le milieu THI d'indice n_k .

On a donc la propriété :

$$\tau_{SM} = \frac{(SM)}{c} \iff (SM) = c \tau_{SM}$$

On peut aussi définir le chemin optique entre deux points A et B situés sur le même rayon lumineux issu d'une source ponctuelle S .



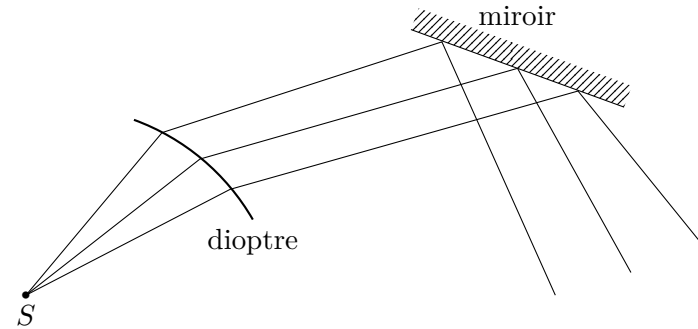
5) Surface d'onde et théorème de Malus

Considérons un faisceau lumineux (ensemble de rayons lumineux) isogène c'est à dire issu d'une même source ponctuelle S et qui n'a subi que des réflexions et/ou des réfractions. Il n'y a donc aucune diffusion ni diffraction. Le trajet des rayons lumineux est donc entièrement déterminé par les lois de Snell-Descartes.

Définition. Surface d'onde

On appelle *surface d'onde* (SO) une surface dont tous les points sont à égal chemin optique de S :

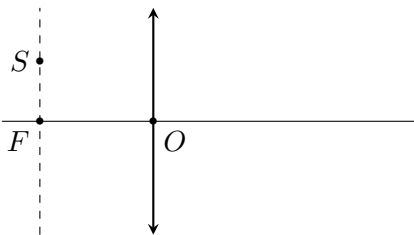
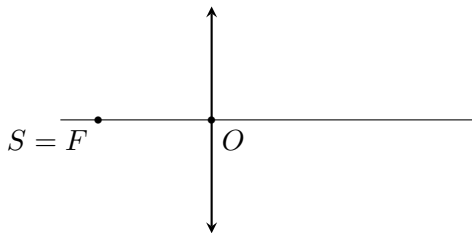
$$\forall (M_a, M_b) \in SO \times SO, (SM_a) = (SM_b)$$



Théorème de Malus (admis)

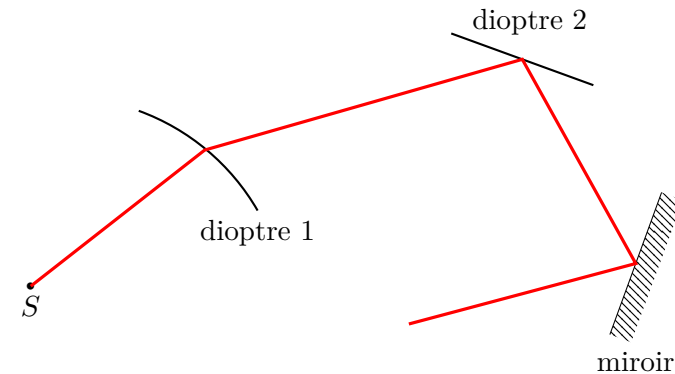
Les rayons lumineux issus d'une même source ponctuelle S et n'ayant subi que des réflexions et/ou des réfractions (pas de diffusion ni de diffraction) coupent les surfaces d'ondes avec un angle droit.

Exemples classiques



6) Propagation du signal lumineux

Considérons une source ponctuelle et notons $a(S, t) \stackrel{\text{noté}}{=} a(t)$ le signal lumineux émis par S à l'instant t . Soit M un point situé sur un rayon lumineux issu de S . Par hypothèse, ce rayon lumineux n'a subi que des réflexions et/ou des réfractions.



- À chaque réfraction sur un dioptré (par ex. dioptré 1), le signal est multiplié par le *coefficient de transmission du dioptré* :

$$t_d = \frac{2n_2}{n_1 + n_2} > 0$$

- À chaque réflexion sur un dioptré (par ex. dioptré 2), le signal est multiplié par le *coefficient de réflexion du dioptré* :

$$r_d = \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3}$$

Ici on peut avoir $r_d > 0$ si $n_2 > n_3$ ou bien $r_d < 0$ si $n_2 < n_3$.

- À chaque réflexion sur un miroir, le signal est multiplié par le *coefficient de réflexion du miroir* :

$$r_m = -1 \quad (\text{cf. métal parfait})$$

Le signal lumineux au point M et à l'instant t est alors donné par :

7) Intensité lumineuse

En électromagnétisme les capteurs (œil, photodiode, photorésistance, etc...) sont sensibles à la valeur moyenne du carré de la norme du champ électrique. Chaque capteur est caractérisé par une durée de détection T_d et cette valeur moyenne, appelée *intensité du signal*, est définie par :

$$I(t) = \langle \|\vec{E}\|^2 \rangle_{T_d}(t) = \frac{1}{T_d} \int_{t-T_d}^t \|\vec{E}\|^2(u) du$$

De façon générale on a :

Ordres de grandeur :

Capteur	œil	photorésistance	photodiode
T_d (s)	$2 \cdot 10^{-2}$	10^{-2}	10^{-6}

Dans le cadre de l'approximation scalaire de l'optique, le signal lumineux émis par une source ponctuelle S s'écrit $a(S, t)$ et on le note plus simplement $a(t)$ (en l'absence d'ambiguïté sur le point S qui émet ce signal). On **définit** l'*intensité lumineuse émise par S* à l'instant t par :

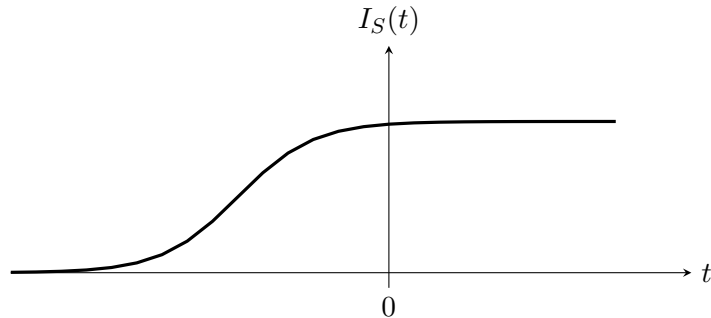
$$I_S(t) = \langle a^2 \rangle_{T_d}(t) = \frac{1}{T_d} \int_{t-T_d}^t a^2(u) du$$

Définition. Signal stationnaire en intensité

On dit que le signal lumineux émis par une source ponctuelle S est *stationnaire en intensité* si et seulement si I_S ne dépend pas du temps. Autrement dit, pour tous instants t_1 et t_2 , on a :

$$I_S(t_1) = I_S(t_2)$$

En pratique, les sources de lumière utilisées au laboratoire peuvent être considérées comme étant stationnaires en intensité à condition d'attendre la fin du régime transitoire après l'allumage de la source.



Conséquence : pour tout $t \in J_{\text{stat}}$ on a :

Exemple du modèle monochromatique

On suppose que $a(t) = A_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$, défini pour tout $t \in \mathbb{R}$.

Représentation complexe associée à un signal monochromatique :

Au signal monochromatique $a(t) = A_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ on associe la grandeur complexe :

$$\underline{a}(t) = A_m e^{i\varphi_0} e^{i\omega_0 t} \quad \text{telle que} \quad a(t) = \text{Re}[\underline{a}(t)]$$

L'intensité lumineuse en S est alors donnée simplement par :

$$I_S = \frac{A_m^2}{2} = \frac{|\underline{a}(t)|^2}{2} = \frac{\underline{a}(t) \underline{a}^*(t)}{2}$$

8) Autres propriétés des valeurs moyennes. Théorème du décalage temporel.

Il exist deux autres propriétés importantes vérifiées par les valeurs moyennes d'un signal lumineux telles qu'elles sont données par un capteur caractérisé par une durée de détection T_d . On continue de noter $a(t)$ le signal $a(S, t)$ émis par un point source.

- La lumière émise par une source ponctuelle est un signal *de valeur moyenne nulle* :

$$\forall t, \langle a \rangle_{T_d}(t) = \frac{1}{T_d} \int_{t-T_d}^t a(u) du = 0$$

Cette propriété est valable pour tout instant t , à partir du moment où la source émet le signal lumineux.

- D'autre part, on définit le signal temporellement décalé de τ par :

$$a_\tau : t \mapsto a_\tau(t) = a(t - \tau)$$

On introduit la moyenne temporelle :

$$\langle a_{\tau_1} a_{\tau_2} \rangle_{T_d}(t) = \frac{1}{T_d} \int_{t-T_d}^t a_{\tau_1}(u) a_{\tau_2}(u) du$$

et dans toute la suite on supposera que :

Lorsque $t \in J_{\text{stat}}$, la moyenne temporelle $\langle a_{\tau_1} a_{\tau_2} \rangle_{T_d}$ est indépendante de t .

Exemple :

Signal sinusoïdal (monochromatique dans le cas de la lumière) :
 $a(t) = A_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ avec l'hypothèse $\omega_0 T_d \gg 1$.

Théorème du décalage temporel

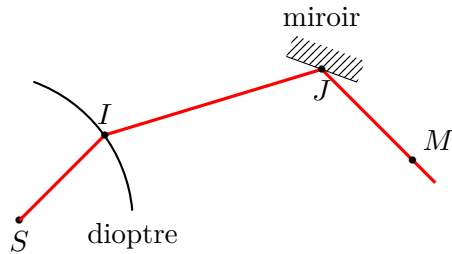
Dans l'intervalle temporel de stationnarité du signal lumineux on a les égalités suivantes :

$$\langle a_{\tau_1} a_{\tau_2} \rangle_{T_d} = \langle a a_{\tau_2 - \tau_1} \rangle_{T_d} = \langle a a_{\tau_1 - \tau_2} \rangle_{T_d}$$

Démonstration :

Conséquence : intensité lumineuse en un point M

Considérons une source ponctuelle S et un point M situé sur un rayon lumineux issu de S .



Le signal reçu au point M à l'instant t est donc :

$$a(M, t) = \kappa a(t - \tau) = \kappa a_\tau(t) \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{(SM)}{c}$$

τ étant le temps de propagation pour aller de S à M .

III. Interférences entre deux signaux lumineux**1) Terme d'interférences**

Considérons une région de l'espace dans laquelle se superposent deux faisceaux lumineux (l'origine des deux faisceaux n'est pas importante pour le moment). En un point M de cette zone on a :

L'intensité lumineuse en M s'écrit :

$$\begin{aligned} I(M) &= \langle a^2(M, t) \rangle_{T_d} = \langle (a_1(M, t) + a_2(M, t))^2 \rangle_{T_d} \\ &= \langle a_1^2(M, t) + a_2^2(M, t) + 2 a_1(M, t) a_2(M, t) \rangle_{T_d} \\ &= \langle a_1^2(M, t) \rangle_{T_d} + \langle a_2^2(M, t) \rangle_{T_d} + 2 \langle a_1(M, t) a_2(M, t) \rangle_{T_d} \end{aligned}$$

Analyse :

- $\langle a_1^2(M, t) \rangle_{T_d} = I_1(M)$; c'est l'intensité du faisceau lumineux 1.
- $\langle a_2^2(M, t) \rangle_{T_d} = I_2(M)$; il s'agit de l'intensité du faisceau lumineux 2.

On a donc :

$$I(M) = I_1(M) + I_2(M) + 2 \langle a_1(M, t) a_2(M, t) \rangle_{T_d} \neq I_1(M) + I_2(M)$$

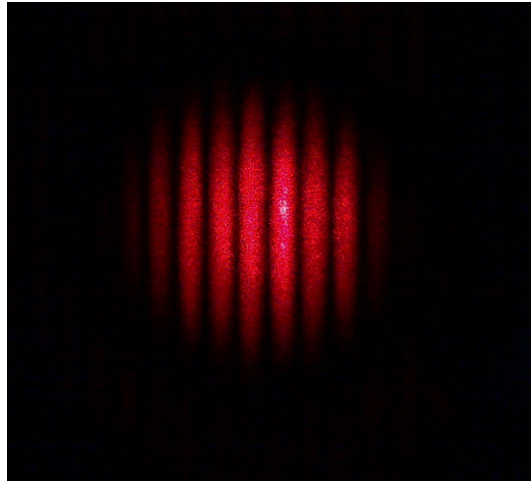
En conclusion, l'intensité lumineuse en M n'est pas simplement la somme des intensités lumineuses dues à chaque faisceau. Le terme

supplémentaire :

$$I_{12}(M) = 2\langle a_1(M, t) a_2(M, t) \rangle_{T_d}$$

est appelé **terme d'interférence**. On dit que les deux faisceaux lumineux *interfèrent* au point M .

Superposition de deux faisceaux d'un laser Hélium-Néon sur un écran. L'intensité n'est pas la somme des deux intensités : il y a notamment des bandes noires d'intensité nulle et pourtant les deux faisceaux se recouvrent bien dans ces régions aussi !



Définition 1. *Champ d'interférences*

On appelle *champ d'interférence* (C.I.) la zone de l'espace où se superposent les deux signaux lumineux. En tout point M du C.I. se coupent deux rayons lumineux.

On va cependant voir qu'il est très dur d'obtenir des interférences. Il y a des conditions très précises à respecter.

2) Cas où les deux faisceaux lumineux proviennent de deux sources différentes

Lorsque les deux faisceaux lumineux sont issus de deux sources ponctuelles différentes, *on n'observe jamais d'interférences*. L'intensité en M est toujours la somme des intensités de chaque faisceau :

$$I(M) = I_1(M) + I_2(M)$$

On dit que les deux signaux sont **spatialement incohérents**.

La cause est due au mécanisme d'émission de la lumière. Les signaux $a_1(M, t)$ et $a_2(M, t)$ sont chaotiques et à variation temporelle très rapide. Chacun est formé d'une succession temporelle de signaux élémentaires émis par les atomes de chaque source, qui émettent de façon totalement indépendante.

Il en résulte que $a_1(M, t)$ et $a_2(M, t)$ n'ont **aucune corrélation entre eux** : on a deux signaux totalement indépendants l'un de l'autre, et la théorie du signal montre alors que :

$$\langle a_1(M, t) a_2(M, t) \rangle_{T_d} = \langle a_1(M, t) \rangle_{T_d} \times \langle a_2(M, t) \rangle_{T_d} = 0$$

puisque chaque signal est de valeur moyenne nulle.

3) Obtention des interférences

Une condition **nécessaire**, mais non suffisante pour obtenir des interférences est que les deux signaux $a_1(M, t)$ et $a_2(M, t)$ *soient issus de la même source ponctuelle S* et qu'ils soient décalés temporellement.

En pratique on utilise deux types de montages :

a) Les montages à division du front d'onde

b) Les montages à division d'amplitude

4) Intensité lumineuse dans le champ d'interférences

a) Principe du calcul

La source ponctuelle S émet le signal lumineux $a(S, t) \stackrel{\text{noté}}{=} a(t)$.
L'intensité lumineuse émise par S est :

$$I_S = \langle a^2 \rangle_{T_d}$$

On note :

- $\tau_1(M) = \frac{(SM)_1}{c}$ (resp. $\tau_2(M) = \frac{(SM)_2}{c}$) le temps de propagation de S à M le long du rayon lumineux 1 (resp. du rayon lumineux 2) passé par la voie 1 (resp. la voie 2).
- $\tau(M) = \tau_1(M) - \tau_2(M)$ le *décalage temporel* au point M . On a :

$$\tau(M) = \frac{(SM)_1 - (SM)_2}{c} = \frac{\delta(M)}{c} \quad \text{avec} \quad \delta(M) = (SM)_1 - (SM)_2$$

$\delta(M)$ est la *différence de marche* au point M .

Remarque :

$\tau(M)$ et $\delta(M)$ dépendent de la position du point M dans le champ d'interférences mais, par commodité, on les notera plus simplement τ et δ .

b) Fonction d'autocorrélation

Définition

L'application :

$$g : \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R}, \tau \longmapsto \langle aa_\tau \rangle_{T_d} = \frac{1}{T_d} \int_0^{T_d} a(u)a_\tau(u) du$$

est la *fonction d'autocorrélation* du signal lumineux, associée au capteur de durée T_d .

Propriétés :

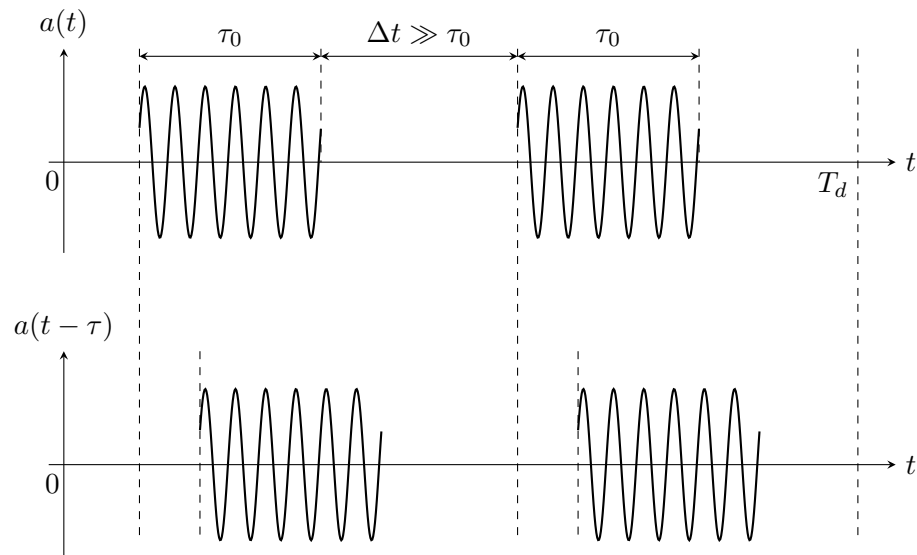
c) Exemples

Exemple 1 : signal monochromatique : $a(t) = A_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ **Exemple 2 (fondamental)** : modèle des trains d'onde.

- Sur l'intervalle de temps $[0, T_d]$ il y a N trains d'ondes numérotés de 1 à N . En pratique on a $N \gg 1$.
- Pour le train d'onde numéro n , $1 \leq n \leq N$, on a :

$$a(t) = A_m \cos(\omega_0 t + \varphi_n) \quad \text{si } t \in [t_{ni}, t_{nf}] \quad \text{avec } t_{nf} - t_{ni} = \tau_0$$

- On suppose que $\omega_0 T_d \gg 1$ et $\omega_0 \tau_0 \gg 1$ (le schéma ne respecte pas les échelles).

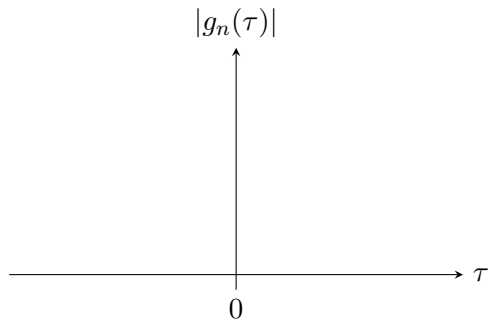


5) **Durée et longueur de cohérence**

À l'exception du cas particulier d'un signal lumineux monochromatique, la fonction d'autocorrélation normalisée $g_n(\tau)$ tend vers 0 lorsque $\tau \rightarrow \pm\infty$. D'un point de vue physique, il existe toujours un temps caractéristique de décroissance de $|g_n(\tau)|$. Ceci permet de poser la définition :

Définition

On appelle durée de cohérence τ_c d'un signal lumineux le temps caractéristique de décroissance de $|g_n(\tau)|$. Parallèlement, on appelle longueur de cohérence du signal la longueur $\ell_c = c \times \tau_c$.



Exemple fondamental : trains d'onde

La **seule exception** à cette loi de décroissance est celle du signal monochromatique : $g_n(\tau) = \cos(\omega_0\tau)$. On dit parfois qu'un tel signal a une durée de cohérence infinie.

Conséquence sur l'intensité lumineuse :

Comme $I_{12} = 2 \kappa_1 \kappa_2 I_S g_n(\tau)$ on peut commencer à dresser le tableau suivant :

$ \tau < \tau_c$ donc $ \delta < \ell_c$	$ \tau > \tau_c$ donc $ \delta > \ell_c$
<p>I_{12} non négligeable. On dit que les deux signaux $a_1(t)$ et $a_2(t)$ sont <i>temporellement cohérents</i>. C'est la zone de cohérence temporelle.</p>	<p>$g_n(\tau) \approx 0$ donc $I_{12} \approx 0$. On a :</p> <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; margin: 10px auto; width: fit-content;"> $I(M) = I_1 + I_2$ </div> <p>On dit que les deux signaux sont <i>temporellement incohérents</i>. C'est la zone d'incohérence temporelle.</p>

6) **Expression pratique de l'intensité lumineuse**

IV. Cas particulier d'un signal monochromatique

1) Formule de Fresnel

On suppose que $a(t) = A_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$. Dans ce cas on a vu que $g_n(\tau) = \cos(\omega_0 \tau)$. L'intensité lumineuse dans le champ d'interférences s'écrit :

$$I(M) = I_1 + I_2 \pm 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos(\omega_0 \tau) = I_1 + I_2 \pm 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{\omega_0 \delta}{c}\right)$$

Remarque :

Le cas d'une lumière monochromatique est très particulier. Il correspond à $\tau_c \rightarrow +\infty$ donc $\ell_c \rightarrow +\infty$. *La zone de cohérence temporelle s'étend à tout le champ d'interférences.*

Déphasage :

Pour éviter le \pm on préfère mettre $I(M)$ sous la forme :

$$I(M) = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos[\Delta\varphi(M)]$$

avec :

$$\Delta\varphi(M) = \begin{cases} \omega_0 \tau & \text{si } \kappa_1 \kappa_2 > 0 \\ \omega_0 \tau + \pi & \text{si } \kappa_1 \kappa_2 < 0 \end{cases}$$

$\Delta\varphi(M)$ est le *déphasage* au point M entre les deux signaux $a_1(M, t)$ et $a_2(M, t)$.

Dans le cas particulier où $I_1 = I_2 \stackrel{\text{noté}}{=} I_0$ on obtient :

$$I(M) = 2I_0 (1 + \cos(\Delta\varphi(M)))$$

2) Calcul direct de l'intensité

Un point important est de savoir calculer directement l'intensité $I(M)$ dans le cas monochromatique sans passer par la fonction d'auto-corrélation g .

3) Ordre d'interférence et contraste

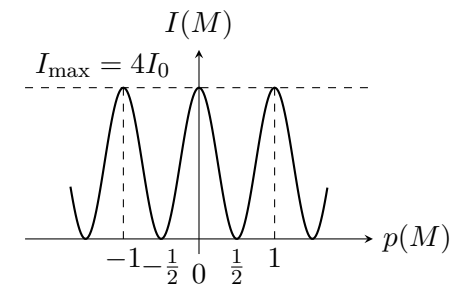
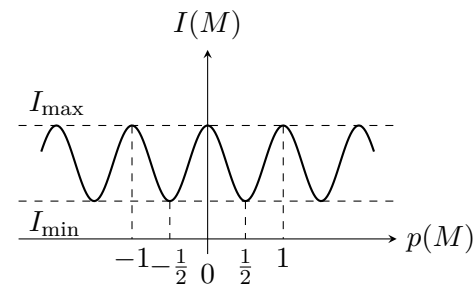
Définition 1. Ordre d'interférence

On appelle *ordre d'interférence* au point M le nombre réel défini par :

$$p(M) = \frac{\Delta\varphi(M)}{2\pi} \iff \Delta\varphi(M) = 2\pi p(M)$$

L'intensité s'écrit alors sous la forme :

$$I(M) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[2\pi p(M)]$$



Définition 2. Contraste

Le contraste est le nombre réel positif défini par :

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Propriétés :

Bilan de ce chapitre

Points du cours à connaître

- Énoncer les trois lois de Snell-Descartes. Discuter de l'existence du rayon réfracté (angle limite).
- Définir une surface d'onde (SO). Énoncer soigneusement le théorème de Malus. L'illustrer sur quelques exemples.
- Définir l'intensité lumineuse I_S (ou éclairement) émis par une source S . Donner des ordres de grandeur des temps de détection T_d pour les détecteurs courants de lumière. Calculer l'intensité I_S d'une onde monochromatique de pulsation ω_0 .
- Définir ce qu'on appelle un montage à division du front d'onde et à division d'amplitude. Donner un exemple de chaque montage.
- Établir la formule de Fresnel pour pour une source ponctuelle S émettant un signal sinusoïdal (monochromatique) de pulsation ω_0 . Faire tout le calcul à partir de $a(t) = A_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$.
- Dans le cas d'interférences en lumière monochromatique, définir l'ordre d'interférence $p(M)$. Discuter selon les valeurs de $p(M)$ des interférences constructives ou destructives. Définir le contraste et présenter ses propriétés. Tracer les courbes donnant I en fonction de p .
- Savoir que la durée de cohérence τ_c dans le modèle des trains d'onde est égale à la durée τ_0 d'un train d'onde.