O-1 : Généralités sur les interférences

I Modèle scalaire des ondes lumineuses . . . 3
I.1 Émission et réception de la lumière . . . 3
a) Onde EM harmonique . . . 3
b) Spectres . . . 4
c) Temps et longueur de cohérence : modèle des trains d'ondes . . . 5
d) Détecteur . . . 9
I.2 Description de l'onde scalaire lumineuse . . . 9
I.3 Surfaces d'ondes . . . 13
a) Définition - ondes sphériques . . . 13
b) Théorème de Malus (admis) . . . 13
c) Cas d'une source à l'infini : onde plane . . . 15
d) Conséquences du théorème de Malus . . . 15
I.4 Éclairement ou intensité . . . 17
II Interférences lumineuses à 2 ondes . . . 17
II.1 Intensité : définition des interférences . . . 17
II.2 Conditions d'interférences . . . 19
II.3 Franges d'interférences . . . 19

Chapitre O-1

Généralités sur les interférences

La nature ondulatoire de la lumière fut établie au début du XIX$^{\text{ième}}$ siècle avec l'observation de phénomènes d'interférence et de diffraction. Ces phénomènes sont observables pour tous les types d'onde (onde acoustique, onde sismique). La théorie de l'optique ondulatoire se base alors sur la description de l'onde lumineuse par son amplitude $s(M,t)$. Elle englobe la théorie de l'optique géométrique valable quand la dimension de l'objet interagissant avec la lumière est grande devant la longueur d'onde.

À la fin du XIX$^{\text{ième}}$, Maxwell décrit la lumière comme une onde électromagnétique $(\vec{E}(M,t), \vec{B}(M,t))$. Ainsi la théorie ondulatoire scalaire est une approximation de la théorie des ondes électromagnétiques. On discutera de cette approximation dans un chapitre ultérieur.

I Modèle scalaire des ondes lumineuses

I.1 Émission et réception de la lumière

a) Onde EM harmonique

Définition n°1 Onde électromagnétique harmonique

Une onde lumineuse est la propagation d'une onde électromagnétique qui se compose d'un champ électrique $\vec{E}(M,t)$ et d'un champ magnétique $\vec{B}(M,t)$ et pouvant se propager dans un milieu matériel ou dans le vide.
Dans le vide cette onde se propage à la vitesse $\boxed{c \approx 3{,}00 \times 10^8\,\mathrm{m\,s^{-1}}}$.
Elle est progressive selon le vecteur d'onde $\vec{k}$, et elle est dite harmonique si elle est sinusoïdale :

$$\vec{E}(M,t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_0)$$

avec

- $\vec{k}$ le vecteur d'onde indiquant la direction et le sens de propagation, et de norme $||\vec{k}|| = \dfrac{2\pi}{\lambda}$;
- $\vec{r} = \overrightarrow{OM}$;
- ϕ_0 la phase à l'origine ;
- $\vec{E}_0 = E_0(M)\vec{u}(t)$ avec $||\vec{u}(t)|| = 1$.

Remarque : Le champ magnétique de la lumière peut être déterminé à partir de l'expression de $\vec{E}(M,t)$, des caractéristiques du milieu de propagation et des équations de Maxwell.

Définition n°2 Polarisation

La polarisation de la lumière est caractérisée par la direction $\vec{u}(t)$ du champ électrique au cours du temps.
Une lumière est dite non polarisée si la direction prise par $\vec{E}(M,t)$ est aléatoire au cours du temps.

Remarque : Si $\overrightarrow{u}(t) = \overrightarrow{\text{cste}}$ on parle de polarisation rectiligne. On verra d'autres polarisations ultérieurement.

Remarque : La lumière émise par le Soleil ou par une ampoule est non polarisée.

b) Spectres

Définition n°3 Lumière visible

Dans le visible, à chaque longueur d'onde correspond une sensation colorée pour l'œil, c'est pourquoi on parle d'onde monochromatique. Une lumière est dite polychromatique lorsqu'elle est constituée d'une superposition d'ondes monochromatiques, elle est alors caractérisée par son spectre.
Dans le vide, on a la relation suivante entre la longueur d'onde λ_0, la vitesse de propagation de l'onde dans le vide c et la période T de l'onde :

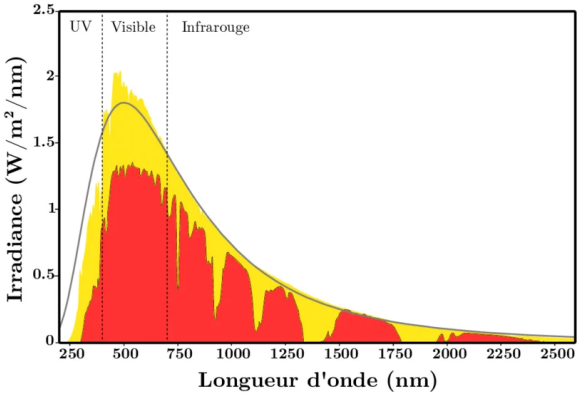
$$\boxed{\lambda_0 = cT = \frac{c_0}{\nu}} \quad \text{avec} \quad \nu = \frac{1}{T} \quad \text{la fréquence.}$$

On retiendra les OG suivants :

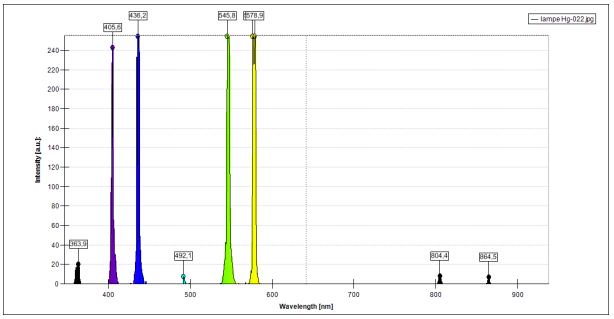
λ_0(nm)	< 400	500	550	590	630	> 800
ν(Hz)	$> 7{,}5 \times 10^{14}$	$6{,}0 \times 10^{14}$	$5{,}5 \times 10^{14}$	$5{,}1 \times 10^{14}$	$4{,}8 \times 10^{14}$	$< 3{,}8 \times 10^{14}$
Couleur/Domaine	UV	bleu	vert	jaune	rouge	IR

On peut donner quelques exemples de spectre d'émission pour différentes sources :

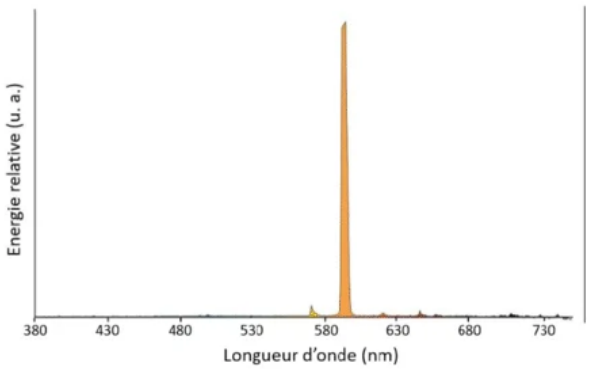
- spectre solaire : donné par la loi de Planck du rayonnement du corps noir. On notera l'absorption de certaines longueurs d'onde par l'atmosphère.
  En jaune : spectre solaire au sommet de l'atmosphère. En rouge : spectre solaire au niveau de la mer. La courbe noire représente le spectre d'un corps noir à 5800 K



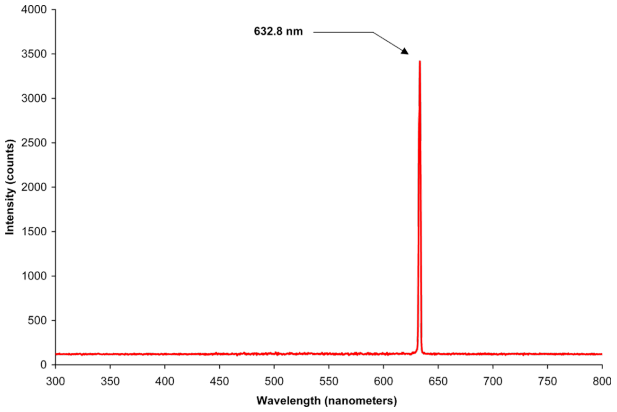
- spectre d'une lampe à vapeur de mercure : on observe un spectre de raies en lien avec les niveaux énergétiques électroniques de l'atome de mercure.



- spectre d'une lampe à vapeur de sodium : on observe un spectre de raies en lien avec les niveaux énergétiques électroniques de l'atome de sodium.



- laser He-Ne : c'est la source la plus monochromatique que l'on sait réaliser.



Définition n°4 Source monochromatique

Une source monochromatique correspondrait à une raie de longueur d'onde λ_m de largeur $\boxed{\Delta\lambda = 0}$. Elle correspondrait à une onde sinusoïdale de fréquence ν_m émise pendant une durée infinie.

Définition n°5 Source quasi-monochromatique

Une source quasi-monochromatique correspond à une raie de longueur d'onde λ_m de largeur $\Delta\lambda \neq 0$. Son spectre fréquentiel serait caractérisé par une raie

- de fréquence moyenne $\nu_m = \dfrac{c}{\lambda_m}$:
- de largeur $\dfrac{\Delta\nu}{\nu_m} \approx \dfrac{\Delta\lambda}{\lambda_m}$.

Remarque : Pour la lumière blanche les longueurs d'onde émises sont dans un intervalle $\Delta\lambda \approx 400\,\text{nm}$ autour de $\lambda_m \approx 600\,\text{nm}$.

c) Temps et longueur de cohérence : modèle des trains d'ondes

Définition n°6 Lien entre $\Delta\nu$ et Δt

Selon l'analyse de Fourier, la durée caractéristique d'un signal Δt est liée à l'étendue du spectre fréquentiel $\Delta\nu$ de ce signal par la relation :

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

Remarque : Pour une impulsion $\Delta t \to 0$ et $\Delta\nu \to +\infty$. Pour un signal sinusoïdal $\Delta t \to +\infty$ et $\Delta\nu \to 0$ (un pic fréquentiel à la fréquence du signal sinusoïdal).
Remarque : Physiquement, cette durée Δt correspond à la durée d'émission lumineuse d'un atome.

Définition n°7 Temps 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 :

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

Définition n°8 Longueur de cohérence

La longueur de cohérence ℓ_c est la distance parcourue dans le vide par la lumière pendant la durée τ_c d'un train d'ondes :

$$\boxed{\ell_c = c\tau_c}$$

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

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

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

- laser : $\ell_c > 1\,\text{m}$
- lampe à vapeur de mercure : $\ell_c \approx 30\,\text{cm}$
- lampe à vapeur de sodium : $\ell_c \approx 3\,\text{cm}$
- lampe blanche : $\ell_c \approx 1\,\mu\text{m}$

Demonstration ✍

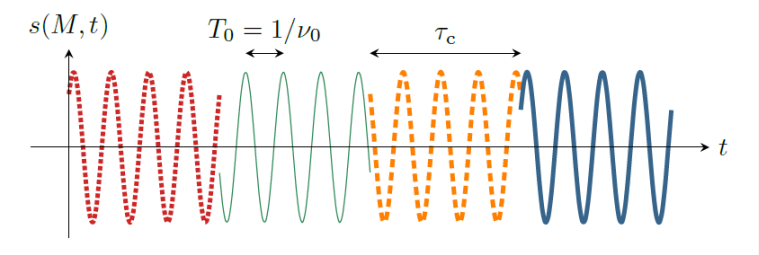
1. Établir la relation $\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_m^2}{\ell_c}$.
2. Établir l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence pour la lumière blanche.

On donne des OG de largeur spectrale $\Delta\nu$, largeur de raie $\Delta\lambda$, temps de cohérence τ_c et longueur de cohérence ℓ_c pour différentes sources :

	Laser He-Ne		Lampe spectrale		Lumière blanche
	monomode	multimode	basse pression	haute pression	
$\Delta\lambda$	$1\times10^{-3}\,\text{pm}$	1 pm	$1\times10^{-2}\,\text{nm}$	1 nm	400 nm
$\Delta\nu$	1 MHz	1 GHz	10 GHz	1 THz	$3\times10^{2}\,\text{THz}$
τ_c	1 µs	1 ns	0,1 ns	1 ps	3 fs
ℓ_c	300 m	30 cm	3 cm	0,3 mm	1 µm

Définition n°9 Modèle du train d'ondes

L'émission de lumière par des atomes est un phénomène quantique. Les atomes émettent à des instants aléatoires des photons d'énergie moyenne $h\nu_m$ avec une variation $h\Delta\nu$.
Pour décrire ce phénomène dans une théorie ondulatoire non relativiste, 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.



d) Détecteur

Définition n°10 Temps de réponse de détecteurs

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, $\tau \approx 1 \times 10^{-6}\,\text{s}$.

Application n°1 : Comparaison des différents temps (♥ CE ♥) ✍

1. Comparer le temps de réponse τ des détecteurs optiques à la période T d'ondes lumineuses dans le domaine visible, et au temps de cohérence τ_c des différentes sources. Commenter.

I.2 Description de l'onde scalaire lumineuse

Définition n°11 Modèle scalaire de la lumière monochromatique

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

$$\boxed{s(M,t) = A(M)\cos(\omega t - \phi_M) = A(M)\cos\left(\omega(t-\tau_M) - \phi_S\right)}$$

avec

- $A(M)$ l'amplitude dépendant du point M
- ϕ_S la phase à l'origine de l'émission
- ϕ_M la phase à l'origine des temps $t = 0$
- τ_M la durée de propagation entre S et M

Remarque : La phase ϕ_M est celle à l'origine ϕ_S additionnée de la phase liée à la propagation

$$\phi_M = \phi_S + \omega\tau_M$$

Remarque : C'est une onde progressive de telle sorte que

$$s(M,t) = \alpha s(S, t - t_M) \quad \text{et} \quad s(S,t) = A(S)\cos(\omega t - \phi_S)$$

Le coefficient α traduit une atténuation de l'onde par le milieu lors de la propagation de l'onde de S à M. On négligera l'atténuation sur les distances de propagation par la suite.

Définition n°12 Notation complexe

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 $\underline{a}(M) = A(M)\mathrm{e}^{-\imath\phi_M}$.

Le temps τ_M que met l'onde pour aller de S à M dépend de la distance à parcourir et de la vitesse v de propagation dans le milieu.

Considérons une propagation de S à M dans un milieu homogène d'indice $n = c/v$. La propagation se faisant en ligne droite, on a

$$\tau_M = \frac{SM}{v} = \frac{nSM}{c}$$

Définition n°13 Chemin optique

Soit une onde se propageant entre deux points S et M dans un milieu homogène d'indice n.
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

$$\boxed{(SM) = nSM}$$

Définition n°14 Retard de phase

On définit le retard de phase ϕ_M au point M depuis le point S comme

$$\phi_M = \phi_S + \frac{\omega}{c}(SM) = \phi_S + \frac{2\pi}{\lambda_0}(SM)$$

avec λ_0 la longueur d'onde dans le vide.
On définit alors le retard de phase entre S et M comme

$$\boxed{\Delta\phi_M = \phi_M - \phi_S = \frac{2\pi}{\lambda_0}(SM)}$$

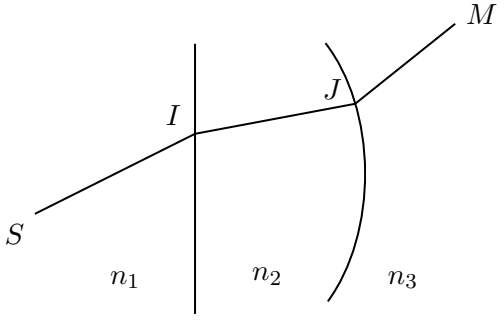
Demonstration ✍

1. Démontrer l'expression de ϕ_M.

Remarque : Ici on considère une onde monochromatique, donc on n'est pas sensible au caractère dispersif du milieu. Si ce n'est pas le cas, le chemin optique dépendant de l'indice optique $n(\lambda)$, il dépendra de la longueur d'onde.

Remarque : Si l'onde traverse plusieurs milieux homogènes, on décomposera le chemin optique :

$$(SM) = (SI) + (IJ) + (JM) = n_1\,SI + n_2\,IJ + n_3\,JM$$



Définition n°15 Cas de suppléments de marche optique

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.

Remarque : On parle parfois de chemin optique géométrique pour le chemin optique lié uniquement à la propagation, sans les ajouts de $\lambda_0/2$ éventuels.

I.3 Surfaces d'ondes

a) Définition - ondes sphériques

Définition n°16 Surface d'onde

On appelle surface d'onde issue d'une source ponctuelle S (d'émission isotrope) l'ensemble des points M de l'espace tels que $(SM) = \text{cste}$.

Pour une onde monochromatique, c'est une surface sur laquelle la phase de l'onde lumineuse est constante à un instant donné (surface équiphase). Par définition du chemin optique, c'est aussi l'ensemble des points atteints en même temps par la lumière issue de S.

Définition n°17 Onde sphérique

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

$$\lambda_n = \frac{\lambda_0}{n}$$

Remarque : On négligera la dépendance en r de l'amplitude sur la distance de propagation (de l'ordre de la longueur de cohérence pour observer des interférences) :

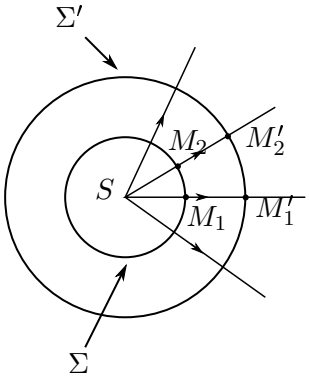
$$A(r) \approx \text{cste}$$

b) Théorème de Malus (admis)

Définition n°18 Théorème de Malus

Les surfaces d'onde relatives au point source S sont orthogonales aux rayons lumineux issus de S.

Remarque : La forme de la surface d'onde décrit le type de source. Pour une onde sphérique émise depuis le point S, les surfaces d'onde sont des sphères de centre S



Tous les points M appartenant à la surface d'onde Σ, sont tels que $(SM) = \text{cste}$, donc

$$(SM_1) = (SM_2)$$

Comme on a aussi $(SM_1') = (SM_2')$ et que $(SM_1') = (SM_1) + (M_1M_1')$ et $(SM_2') = (SM_2) + (M_2M_2')$, on en déduit

$$(M_1M_1') = (M_2M_2')$$

c) Cas d'une source à l'infini : onde plane

Définition n°19 Onde plane

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 :

$$\boxed{s(M,t) = A(M)\cos(\omega t - \vec{k}\cdot\overrightarrow{OM} - \phi_O)}$$

où O est une origine des phases au voisinage de M et $\vec{k} = \overrightarrow{\text{cste}}$ le vecteur d'onde de cette onde plane.

Demonstration ✍

1. On note $\vec{k} = k\vec{u}$ le vecteur d'onde avec $k = 2\pi/\lambda_n$. Faire un schéma en représentant quelques rayons lumineux, le vecteur d'onde $\vec{k}$ et deux surfaces d'onde Σ_1 et Σ_2.
2. En notant O un point de Σ_1, montrer que la phase $\phi_M = \phi_O + \vec{k}\cdot\overrightarrow{OM}$.

d) Conséquences du théorème de Malus

Définition n°20 Transformation des surfaces d'onde par une lentille convergente - stigmatisme

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.

Demonstration ✍

Soit une source ponctuelle A réelle donnant une image ponctuelle réelle A' à travers une lentille convergente.

1. Faire un schéma de la situation et représenter quelques surfaces d'onde. Qualifier l'onde émise par A, celle arrivant en A' et celle repartant de A'.
2. Justifier que (AA') est indépendant du rayon considéré. Comment est-ce possible alors que la distance AA' dépend du rayon considéré ?
3. Représenter la situation permettant de créer une source d'ondes planes à partir d'une source d'ondes sphériques.

I.4 Éclairement ou intensité

Définition n°21 Éclairement / intensité

L'éclairement $\mathcal{E}(M)$ en un point M correspond à la puissance surfacique moyenne $\left\langle \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}S} \right\rangle_\tau$ en M. On a alors

$$\mathcal{E}(M) = K < s^2(M,t) >_\tau \quad \text{avec} \quad K = \text{cste}$$

On définit l'intensité lumineuse $I(M)$ en un point M comme

$$\boxed{I(M) =< s^2(M,t) >_\tau}$$

Remarque : Les moyennes se font sur le temps caractéristique τ du détecteur.
Remarque : Pour la suite, on travaillera avec l'intensité lumineuse.

Application n°2 : Source monochromatique ✍

Soit une source monochromatique de signal

$$s(M,t) = s_0 \cos(\omega t - \phi_M)$$

avec s_0 une constante.

1. Exprimer l'intensité lumineuse $I(M)$ en fonction de s_0.
2. Définir le signal complexe $\underline{s}(M,t)$ en posant notamment l'amplitude complexe $\underline{s_0}(M)$. Exprimer l'intensité $I(M)$ en fonction de $\underline{s_0}(M)$.

II Interférences lumineuses à 2 ondes

II.1 Intensité : définition des interférences

Définition n°22 Interférences et cohérence

On dit que deux ondes interfèrent en M si l'intensité lumineuse en M est telle que

$$\boxed{I(M) \neq I_1 + I_2}$$

avec I_1 et I_2 les intensités des ondes se superposant en M.
On dit que deux ondes lumineuses sont cohérentes si elles peuvent interférer.

Application n°3 : Détermination de l'intensité en M ✍

Soient deux ondes $s_1(M,t)$ et $s_2(M,t)$ se superposant en M. Elles sont issues de deux sources S_1 et S_2 émettant des ondes sinusoïdales de pulsation ω_1 et ω_2. Elles s'écrivent :

$$s_1(M,t) = A_1 \cos(\omega_1 t - \phi_{1M}) \quad \text{avec} \quad \phi_{1M} = \phi_{S_1} + \frac{2\pi}{\lambda_{01}}(S_1M)$$

$$s_2(M,t) = A_2 \cos(\omega_2 t - \phi_{2M}) \quad \text{avec} \quad \phi_{2M} = \phi_{S_2} + \frac{2\pi}{\lambda_{02}}(S_2M)$$

1. Expliquer pourquoi on note différemment la longueur d'onde dans le vide pour les deux ondes ?
2. Exprimer l'intensité lumineuse $I(M)$. Identifier le terme d'interférences.
3. Discuter des conditions pour observer des interférences.

II.2 Conditions d'interférences

Définition n°23 Formule de Fresnel

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 $(SM)_2 - (SM)_1$.
Si l'une des conditions n'est pas respectée, alors l'intensité en M est la somme des intensités :

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

Demonstration

1. Redémontrer la formule de Fresnel en utilisant la notation complexe. On supposera les ondes cohérentes.

Remarque : : Pour que se superposent des ondes issues de la même source, on peut réaliser des systèmes interférentiels :

- à division du front d'onde : on isole spatialement deux parties d'une onde provenant d'une même source S (exemple des trous d'Young) ;
- à division d'amplitude : un **même rayon** issu d'une source est séparé en deux parties, par exemple grâce à l'utilisation d'une lame semi-réfléchissante (exemple du Michelson).

Ces deux types de systèmes interférentiels seront étudiés dans les deux prochains chapitres.

II.3 Franges d'interférences

Définition n°24 Ordre d'interférence

On définit l'ordre d'interférence en M comme le réel p_M tel que

$$\boxed{p_M = \frac{\Delta\phi_M}{2\pi} = \frac{\delta(M)}{\lambda_0}}$$

Définition n°25 Conditions d'interférences constructives

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

$$\boxed{I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}}$$

Définition n°26 Conditions d'interférences destructives

Les franges sombres sont les franges où l'intensité lumineuse est minimale. On parle d'interférences destructives. En ces lieux, on a le déphasage vérifiant

$$\boxed{\Delta\phi_M = (2n+1)\pi \quad \text{avec} \quad n \in \mathbb{Z}}.$$

L'ordre d'interférence $\boxed{p_M = n + \frac{1}{2}}$ est un demi-entier et la différence de marche $\boxed{\delta(M) = n\lambda_0 + \frac{\lambda_0}{2}}$.
L'intensité lumineuse vaut

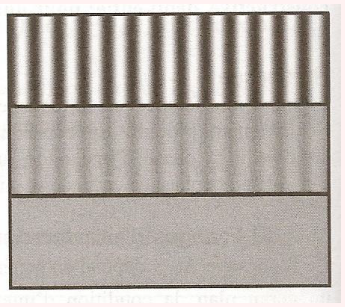
$$\boxed{I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}}$$

Définition n°27 Contraste

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.



Application n°4 : Évolution du contraste ✍

1. Exprimer le contraste en fonction de I_1 et I_2. Que vaut-il si $I_1 = I_2$? si $I_2 \ll I_1$?
2. On note $I_{\text{moy}} = I_1 + I_2$. Exprimer l'intensité $I(M)$ en fonction de I_{moy}, C et $\Delta\phi_M$. Tracer $I(M)$ en fonction de $\Delta\phi_M$ pour quelques valeurs de C. Commenter.