

Interférences à deux ondes

Sommaire

I Superposition d'ondes planes sinusoïdales de mêmes fréquences	2
I/A Déphasage et différence de marche	2
I/B Somme de signaux	4
I/C Bilan	8
II Interférences lumineuses	9
II/A Condition d'interférences : cohérence d'ondes lumineuses	9
II/B Formule de FRESNEL	9
II/C Chemin optique et déphasage	10
II/D Expérience des trous d'YOUNG	10

Capacités exigibles

- | | |
|---|---|
| <ul style="list-style-type: none"> <input type="checkbox"/> Interférences entre deux ondes acoustiques, mécaniques ou lumineuses de même fréquence. <input type="checkbox"/> Différence de chemin optique. Conditions d'interférences constructives ou destructives. <input type="checkbox"/> Exemple du dispositif des trous d'YOUNG éclairé par une source monochromatique. <input type="checkbox"/> Exprimer les conditions d'interférences constructives ou destructives. | <ul style="list-style-type: none"> <input type="checkbox"/> Déterminer l'amplitude de l'onde résultante en un point en fonction du déphasage. <input type="checkbox"/> Relier le déphasage entre les deux ondes à la différence de chemin optique. <input type="checkbox"/> Établir l'expression littérale de la différence de chemin optique entre les deux ondes. <input type="checkbox"/> Exploiter la formule de FRESNEL fournie pour décrire la répartition d'intensité lumineuse. |
|---|---|

L'essentiel

Définitions

<input type="checkbox"/> ON2.1 : Fronts d'ondes	2
<input type="checkbox"/> ON2.2 : Phase spatiale et déphasage	2
<input type="checkbox"/> ON2.3 : Hypothèses de somme	4
<input type="checkbox"/> ON2.4 : Cohérence entre sources	9
<input type="checkbox"/> ON2.5 : Chemin optique	10
<input type="checkbox"/> ON2.6 : Description du résultat	11
<input type="checkbox"/> ON2.7 : Présentation trous d'YOUNG	11

Propriétés

<input type="checkbox"/> ON2.1 : Approximation onde plane	2
<input type="checkbox"/> ON2.2 : Déphasage et différence de marche	3
<input type="checkbox"/> ON2.3 : ΔL particuliers	3
<input type="checkbox"/> ON2.4 : Signal somme même amplitude	5
<input type="checkbox"/> ON2.5 : Cas extrêmes même amplitude	5
<input type="checkbox"/> ON2.6 : Signal somme amplitudes \neq	6
<input type="checkbox"/> ON2.7 : Cas extrêmes amplitudes \neq	7
<input type="checkbox"/> ON2.8 : Intensité lumineuse	9
<input type="checkbox"/> ON2.9 : Formule de FRESNEL	10
<input type="checkbox"/> ON2.10 : Déphasage et différence de chemin optique	10
<input type="checkbox"/> ON2.11 : Intensité et interfrange	12

Applications

<input type="checkbox"/> ON2.1 : Interférences sonores	8
--	---

Démonstrations

<input type="checkbox"/> ON2.1 : Approximation onde plane	2
<input type="checkbox"/> ON2.2 : Différence de marche	3
<input type="checkbox"/> ON2.3 : ΔL particuliers	4
<input type="checkbox"/> ON2.4 : Signal somme de même amplitude	5
<input type="checkbox"/> ON2.5 : Cas extrêmes même amplitude	5
<input type="checkbox"/> ON2.6 : Signal somme amplitudes \neq	6
<input type="checkbox"/> ON2.7 : Cas extrêmes amplitudes \neq	7
<input type="checkbox"/> ON2.8 : Intensité lumineuse OPPS	9
<input type="checkbox"/> ON2.9 : Formule de FRESNEL	10
<input type="checkbox"/> ON2.10 : Chemin optique et différence de chemin	10
<input type="checkbox"/> ON2.11 : Intensité et interfrange	12

Exemples

<input type="checkbox"/> ON2.1 : Superpositions sur une corde	4
<input type="checkbox"/> ON2.2 : Somme de signaux	5
<input type="checkbox"/> ON2.3 : Cas extrêmes amplitudes \neq	7
<input type="checkbox"/> ON2.4 : Cohérence	9
<input type="checkbox"/> ON2.5 : Interfrange	12

Points importants

<input type="checkbox"/> ON2.1 : Analyse même amplitude	6
<input type="checkbox"/> ON2.2 : Analyse amplitudes différentes	8
<input type="checkbox"/> ON2.3 : Interférences (pour $\Delta\varphi_0 = 0$)	8
<input type="checkbox"/> ON2.4 : Condition d'interférence	9

I Superposition d'ondes planes sinusoïdales de mêmes fréquences

I/A Déphasage et différence de marche

I/A) 1 Approximation par une onde plane

Soit une source en un point S, émettant une onde sinusoïdale. En toute généralité, et même sans atténuation, son amplitude A dépend du point considéré :

$$s(\vec{r}, t) = A(r) \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0)$$

avec \vec{k} le vecteur d'onde et \vec{r} le vecteur position en 3 dimensions. En effet, l'énergie totale d'une perturbation se répartit selon l'espace disponible, donc A dépend de r . On les différencie alors selon les « vagues » qu'elles forment :

Définition ON2.1 : Fronts d'ondes

Si les fronts d'ondes dessinent :

- ◇ une **droite**, alors l'onde est **plane** ;
- ◇ un **cercle**, alors l'onde est **circulaire** ;
- ◇ une **sphère**, alors l'onde est **sphérique**.

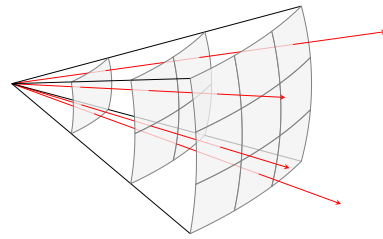


FIGURE ON2.1 – Front d'onde sphérique.

Pour obtenir de résultats simples, on se limite à des ondes planes avec l'approximation suivante :

♥ Propriété ON2.1 : Approximation onde plane

À des distances de la source S **suffisamment grandes devant la longueur d'onde** λ , on peut approximer la vibration $s(M, t)$ par une **onde plane** :

$$s(M, t) = A \cos(\omega t - k \cdot SM + \varphi_0)$$

avec A constante au voisinage de M.

Démonstration ON2.1 :

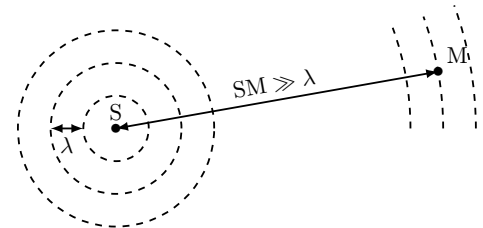


FIGURE ON2.2 – Approximation par une onde plane

I/A) 2 Déphasage

♥ Définition ON2.2 : Phase spatiale et déphasage

Soit deux signaux sinusoïdaux, de **même fréquence, longueur d'onde et nature**, provenant de 2 sources S_1 et S_2 , se superposant en un point M. Avec $n \in [1; 2]$:

$$s_n(M, t) = A_n \cos(\omega t - k S_n M + \varphi_{0n})$$

On introduit alors pour simplifier la **phase spatiale** :

$$\varphi_1(M) = -k S_1 M + \varphi_{01} \quad \text{et} \quad \varphi_2(M) = -k S_2 M + \varphi_{02}$$

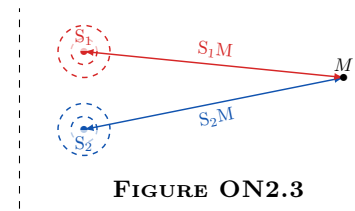


FIGURE ON2.3

Ainsi, le **déphasage** entre s_2 et s_1 se réduit à leur **différence de phase spatiale** :

$$\Delta\varphi_{2/1}(M) = (\omega t - \underbrace{k S_1 M + \varphi_{02}}_{\varphi_2(M)}) - (\omega t - \underbrace{k S_2 M + \varphi_{01}}_{\varphi_1(M)}) \Leftrightarrow \Delta\varphi_{2/1}(M) = \varphi_2(M) - \varphi_1(M)$$

♥ Rappel ON2.1 : Déphasages particuliers

En phase

Deux signaux sont **en phase** si leur **déphasage est nul** (modulo 2π) :

$$\Delta\varphi \equiv 0 \quad [2\pi] \Leftrightarrow \boxed{\Delta\varphi = 2p\pi} \quad p \in \mathbb{Z}$$

Les signaux passent par leurs valeurs maximales et minimales aux mêmes instants, et s'annulent simultanément.

En quadrature

Deux signaux sont en **quadrature phase** si leur déphasage est de $\pm\pi/2$ (modulo 2π) :

$$\Delta\varphi \equiv \pm\frac{\pi}{2} \quad [2\pi] \Leftrightarrow \boxed{\Delta\varphi = \left(p + \frac{1}{2}\right)\pi} \quad p \in \mathbb{Z}$$

Quand un signal s'annule, l'autre est à son maximum où à son minimum : c'est la relation entre un cosinus et un sinus.

En opposition

Deux signaux sont en **opposition de phase** si leur déphasage est de $\pm\pi$ (modulo 2π) :

$$\Delta\varphi \equiv \pm\pi \quad [2\pi] \Leftrightarrow \boxed{\Delta\varphi = (2p + 1)\pi} \quad p \in \mathbb{Z}$$

Lorsqu'un signal passe par sa valeur maximale, l'autre est à sa valeur minimale, mais ils s'annulent simultanément.

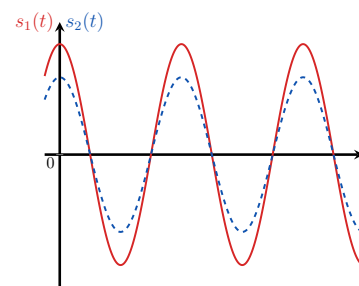


FIGURE ON2.4 – En phase.

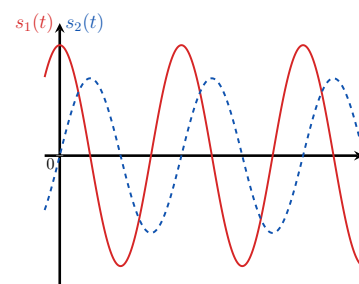


FIGURE ON2.5 – Quadrature.

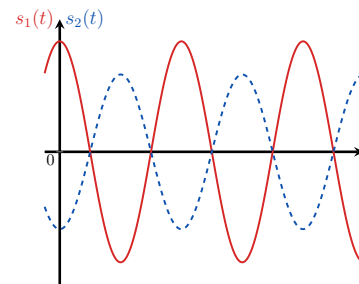


FIGURE ON2.6 – Opposition.

I/A) 3 Différence de marche

Démonstration ON2.2 : Différence de marche

Comme les fréquences sont les mêmes, le déphasage se réexprime par une différence de distances :

$$\Delta\varphi_{2/1}(M) = -kS_2M + \varphi_{02} - (-kS_1M + \varphi_{01}) = -k(S_2M - S_1M) + \varphi_{02} - \varphi_{01}$$

■

♥ Propriété ON2.2 : Déphasage et différence de marche

On a alors

$$\boxed{\Delta\varphi_{2/1}(M) = -k\Delta L_{2/1}(M) + \Delta\varphi_0}$$

$$\text{avec } k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Différence de marche

$$\boxed{\Delta L_{2/1}(M) = S_2M - S_1M}$$

Déphasage à l'origine

$$\boxed{\Delta\varphi_0 = \varphi_{02} - \varphi_{01}}$$

Interprétation ON2.1 : Différence de marche

ΔL traduit la **distance supplémentaire** que doit parcourir une onde par rapport à une autre pour arriver au même point M. Comme elles vont à la même vitesse c , cela **introduit un retard**, c'est-à-dire un déphasage.

♥ Propriété ON2.3 : ΔL particuliers

Pour des sources de même phase à l'origine, on a $\Delta\varphi_0 = 0$. Les déphasages particuliers se réécrivent alors en termes de différence de marche, avec $p \in \mathbb{Z}$:

Type

En phase

En quadrature

En opposition

$\Delta L(M)$

$$\boxed{p\lambda}$$

$$\boxed{\left(p + \frac{1}{2}\right)\frac{\lambda}{2}}$$

$$\boxed{(2p + 1)\frac{\lambda}{2}}$$

♥ Démonstration ON2.3 : ΔL particuliers

On part du lien entre $\Delta\varphi$ et ΔL , avec $\Delta\varphi_0 = 0$, et de la définition du vecteur d'onde :

$$\Delta\varphi(M) = -k\Delta L(M) \Leftrightarrow \Delta L(M) = -\Delta\varphi(M) \frac{\lambda}{2\pi}$$

Comme $p \in \mathbb{Z}$, $-p \in \mathbb{Z}$, donc le signe $-$ importe peu. Ainsi,

◇ **En phase :** $\Delta L(M) = 2p\pi \cdot \frac{\lambda}{2\pi} = p\lambda$

◇ **En quadrature :** $\Delta L(M) = \left(p + \frac{1}{2}\right) \pi \cdot \frac{\lambda}{2\pi} = \left(p + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2}$

◇ **En opposition :** $\Delta L(M) = (2p + 1) \pi \cdot \frac{\lambda}{2\pi} = (2p + 1) \frac{\lambda}{2}$

Tout fonctionne comme si on remplaçait 2π par λ .

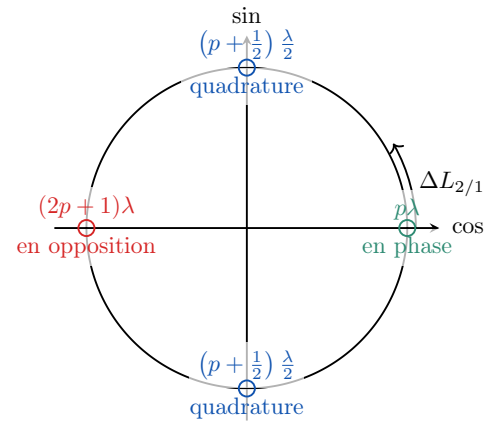


FIGURE ON2.7

I/B Somme de signaux

I/B) 1 Présentation

La plupart du temps, les ondes se croisent sans interagir particulièrement, et on ne voit que la somme des signaux. Voir cette [animation geogebra](#).

Exemple ON2.1 : Superpositions sur une corde

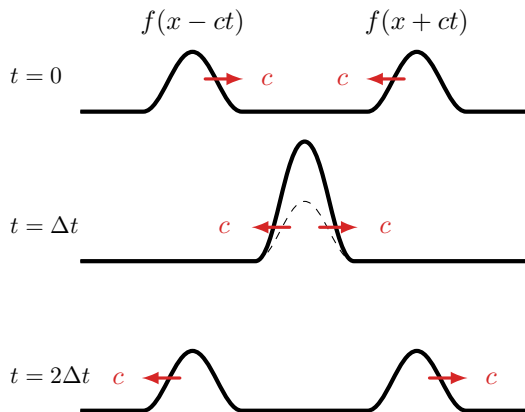


FIGURE ON2.8 – Mêmes amplitudes.

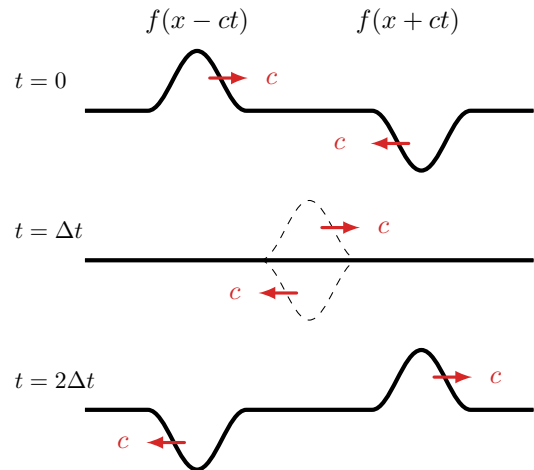


FIGURE ON2.9 – Amplitudes opposées.

Définition ON2.3 : Hypothèses de somme

Chaque source émet une Onde Plane Progressive Sinusoïdale (OPPS) de même fréquence et même nature depuis les points S_1 et S_2 :

$$s_1(M, t) = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1(M)) \quad \text{et} \quad s_2(M, t) = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2(M))$$

et on s'intéresse à leur somme $s(M, t) = s_1(M, t) + s_2(M, t)$ en un point M .

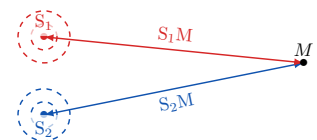


FIGURE ON2.10 – Schéma.

I/B) 2 Signaux de même amplitude : $A_1 = A_2 = A_0$

Outils ON2.1 : Somme de cosinus

On remplace la somme par un produit grâce à la relation

$$\cos p + \cos q = 2 \cos\left(\frac{p-q}{2}\right) \cos\left(\frac{p+q}{2}\right)$$

♥ Démonstration ON2.4 : Signal somme de même amplitude

$$\begin{aligned}
 s(M,t) &= s_1(M,t) + s_2(M,t) \\
 \Leftrightarrow s(M,t) &= A_0 [\cos(\omega t + \varphi_1(M)) + \cos(\omega t + \varphi_2(M))] \\
 \Leftrightarrow s(M,t) &= 2A_0 \cos\left(\frac{\omega t + \varphi_1(M) - \omega t - \varphi_2(M)}{2}\right) \cos\left(\frac{\omega t + \varphi_1(M) + \omega t + \varphi_2(M)}{2}\right) \\
 \Leftrightarrow s(M,t) &= 2A_0 \cos\left(\frac{\Delta\varphi_{2/1}(M)}{2}\right) \cos\left(\omega t + \frac{\varphi_1(M) + \varphi_2(M)}{2}\right)
 \end{aligned}$$

■

♥ Propriété ON2.4 : Signal somme même amplitude

Ainsi,

$$s(M,t) = A(M) \cos(\omega t + \varphi(M))$$

avec

Amplitude

$$A(M) = 2A_0 \cos\left(\frac{\Delta\varphi_{2/1}(M)}{2}\right)$$

Phase

$$\varphi(M) = \frac{\varphi_1(M) + \varphi_2(M)}{2}$$

Exemple ON2.2 : Somme de signaux

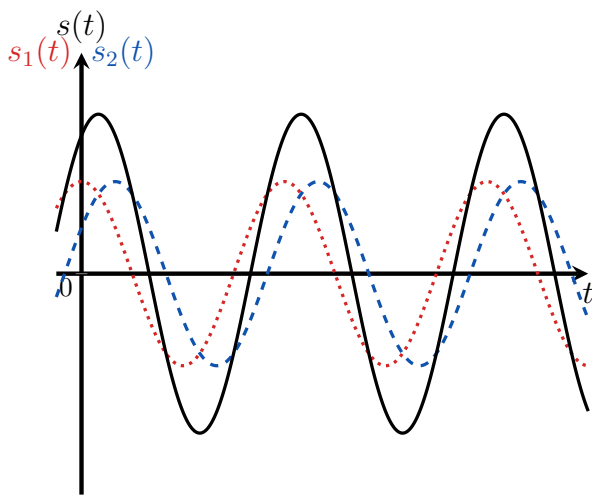


FIGURE ON2.11 –
Somme avec déphasage $\Delta\varphi_{2/1} = -\pi/3$.

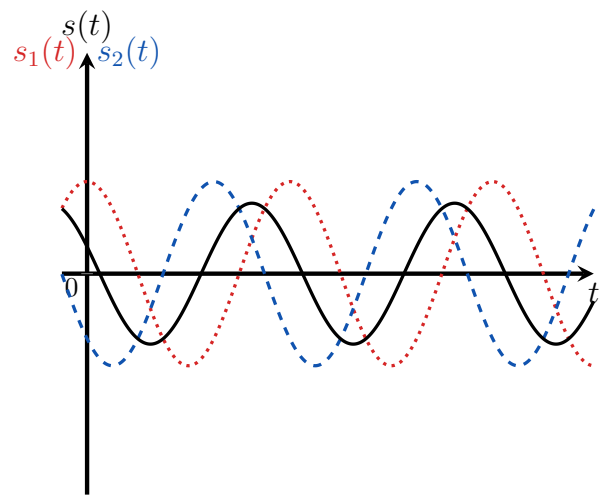


FIGURE ON2.12 –
Somme avec déphasage $\Delta\varphi_{2/1} = 3\pi/4$.

♥ Propriété ON2.5 : Cas extrêmes même amplitude

L'amplitude de $s(M,t)$ est **maximale** pour des signaux **en phase** et **minimale** pour des signaux en **opposition de phase**, avec :

En phase

$$A_{\max} = 2A_0$$

En opposition

$$A_{\min} = 0$$

♥ Démonstration ON2.5 : Cas extrêmes même amplitude

Amplitude maximale

$$A(M) \text{ est maximale pour } \cos\left(\frac{\Delta\varphi_{2/1}(M)}{2}\right) = \pm 1 \Rightarrow A_{\max} = 2A_0$$

$$\Rightarrow \cos\left(\frac{\Delta\varphi_{2/1}(M)}{2}\right) = \pm 1 \Leftrightarrow \frac{\Delta\varphi_{2/1}(M)}{2} = p\pi \Leftrightarrow \Delta\varphi_{2/1}(M) = 2p\pi \quad p \in \mathbb{Z}$$

Ce déphasage correspond à des **signaux en phase** : les maxima et minima de vibration se correspondent et donnent à chaque instant une amplitude **double**.

Amplitude minimale

$$A(M) \text{ est minimale pour } \cos\left(\frac{\Delta\varphi_{2/1}(M)}{2}\right) = 0 \Rightarrow A_{\min} = 0$$

$$\Rightarrow \cos\left(\frac{\Delta\varphi_{2/1}(M)}{2}\right) = 0 \Leftrightarrow \frac{\Delta\varphi_{2/1}(M)}{2} = p\pi + \frac{\pi}{2} \Leftrightarrow \Delta\varphi_{2/1}(M) = (2p+1)\pi \quad p \in \mathbb{Z}$$

Ce sont donc des **signaux en opposition de phase** : les maxima et minima de vibration s'opposent, et l'amplitude résultante est **nulle**.

Important ON2.1 : Analyse même amplitude

Le signal somme de deux OPPS de **même amplitude** A_0 et **même pulsation** ω est :

1) Un signal **sinusoïdal** et de **même pulsation** ω ;

2) D'amplitude **dépendante de M**, et

◇ **Maximale** $A_{\max} = 2A_0$ pour signaux **en phase** ($\Delta\varphi_{2/1} = 2p\pi$, $p \in \mathbb{Z}$) ;

◇ **Minimale** $A_{\min} = 0$ pour signaux **en opposition de phase** ($\Delta\varphi_{2/1} = (2p+1)\pi$, $p \in \mathbb{Z}$).

I/B) 3 Signaux d'amplitudes différentes : $A_1 \neq A_2$

On peut soit utiliser la trigonométrie classique, soit les complexes :

Outils ON2.2 : Trigonométrie

$$\cos(a+b) = \cos a \cos b - \sin a \sin b$$

$$\cos(a-b) = \cos a \cos b + \sin a \sin b$$

$$\cos \theta = \frac{e^{j\theta} + e^{-j\theta}}{2}$$

$$|z|^2 = z \cdot z^* \quad \text{et} \quad \tan(\arg(z)) = \frac{\text{Im}(z)}{\text{Re}(z)}$$

Propriété ON2.6 : Signal somme amplitudes \neq

Alors,

$$s(M,t) = A(M) \cos(\omega t + \varphi(M))$$

avec

$$A(M) = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\Delta\varphi_{2/1}(M))}$$

$$\varphi(M) = \arctan\left(\frac{A_1 \sin \varphi_1(M) + A_2 \sin \varphi_2(M)}{A_1 \cos \varphi_1(M) + A_2 \cos \varphi_2(M)}\right)$$

Démonstration ON2.6 : Signal somme amplitudes \neq

En réels

$$\begin{aligned} s(M,t) &= A_1 \cos(\omega t + \varphi_1(M)) + A_2 \cos(\omega t + \varphi_2(M)) \\ \Leftrightarrow s(M,t) &= A_1 (\cos(\omega t) \cos(\varphi_1(M)) - \sin(\omega t) \sin(\varphi_1(M))) \\ &\quad + A_2 (\cos(\omega t) \cos(\varphi_2(M)) - \sin(\omega t) \sin(\varphi_2(M))) \\ \Leftrightarrow s(M,t) &= (A_1 \cos(\varphi_1(M)) + A_2 \cos(\varphi_2(M))) \cos(\omega t) \\ &\quad - (A_1 \sin(\varphi_1(M)) + A_2 \sin(\varphi_2(M))) \sin(\omega t) \\ \Leftrightarrow s(M,t) &= A(M) \cos(\omega t + \varphi(M)) \end{aligned}$$

car

$$A(M) \cos(\omega t + \varphi(M)) = A(M) \cos(\varphi(M)) \cos(\omega t) - A(M) \sin(\varphi(M)) \sin(\omega t)$$

$$\text{On trouve donc } \begin{cases} A(M) \cos \varphi(M) = A_1 \cos \varphi_1(M) + A_2 \cos \varphi_2(M) & \text{(ON2.1)} \\ A(M) \sin \varphi(M) = A_1 \sin \varphi_1(M) + A_2 \sin \varphi_2(M) & \text{(ON2.2)} \end{cases}$$

On obtient $A(M)$ l'amplitude de l'onde somme en prenant $(\text{ON2.1})^2 + (\text{ON2.2})^2$, et $\tan \varphi(M)$ avec $(\text{ON2.1})/(\text{ON2.2})$:

$$\begin{cases} A(M)^2 \underbrace{(\cos^2 \varphi(M) + \sin^2 \varphi(M))}_{=1} = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \underbrace{(\cos \varphi_1(M) \cos \varphi_2(M) + \sin \varphi_1(M) \sin \varphi_2(M))}_{=\cos(\varphi_1(M) - \varphi_2(M))} \\ \tan \varphi(M) = \frac{A_1 \sin \varphi_1(M) + A_2 \sin \varphi_2(M)}{A_1 \cos \varphi_1(M) + A_2 \cos \varphi_2(M)} \end{cases} \quad \blacksquare$$

En complexes

En supposant directement que $s(M,t) = A(M) \cos(\omega t + \varphi(M))$ (par linéarité),

$$\begin{aligned}
 \underline{s}(M,t) &= \underline{s}_1(M,t) + \underline{s}_2(M,t) \\
 \Leftrightarrow A(M)e^{j\varphi(M)}e^{j\omega t} &= A_1e^{j\varphi_1(M)}e^{j\omega t} + A_2e^{j\varphi_2(M)}e^{j\omega t} \\
 \Leftrightarrow A(M)e^{j\varphi(M)} &= A_1e^{j\varphi_1(M)} + A_2e^{j\varphi_2(M)} \\
 \Rightarrow \begin{cases} |A(M)|^2 = \underline{A}(M) \cdot \underline{A}^*(M) = (\underline{A}_1 + \underline{A}_2)(\underline{A}_1^* + \underline{A}_2^*) \\ \arg(\underline{A}) = \arg(\underline{A}_1 + \underline{A}_2) \end{cases} \\
 \Leftrightarrow \begin{cases} A(M)^2 = (A_1e^{j\varphi_1(M)} + A_2e^{j\varphi_2(M)}) \cdot (A_1e^{-j\varphi_1(M)} + A_2e^{-j\varphi_2(M)}) \\ \varphi(M) = \arg(A_1 \cos \varphi_1(M) + jA_1 \sin \varphi_1(M) + A_2 \cos \varphi_2(M) + jA_2 \sin \varphi_2(M)) \end{cases} \\
 \Leftrightarrow \begin{cases} A(M)^2 = A_1^2 \underbrace{e^{j(\varphi_1(M)-\varphi_1(M))}}_{=1} + A_2^2 \underbrace{e^{j(\varphi_2(M)-\varphi_2(M))}}_{=1} + A_1A_2 \underbrace{(e^{j(\varphi_1(M)-\varphi_2(M))} + e^{-j(\varphi_1(M)-\varphi_2(M))})}_{=2 \cos \Delta\varphi_{2/1}(M)} \\ \tan \varphi(M) = \frac{A_1 \sin \varphi_1(M) + A_2 \sin \varphi_2(M)}{A_1 \cos \varphi_1(M) + A_2 \cos \varphi_2(M)} \end{cases} \quad \blacksquare
 \end{aligned}$$

Dans tous les cas, on trouve

$$\begin{cases} A(M) = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\Delta\varphi_{2/1}(M))} \\ \varphi(M) = \arctan\left(\frac{A_1 \sin \varphi_1(M) + A_2 \sin \varphi_2(M)}{A_1 \cos \varphi_1(M) + A_2 \cos \varphi_2(M)}\right) \end{cases}$$

♥ Propriété ON2.7 : Cas extrêmes amplitudes \neq

L'amplitude de $s(M,t)$ est **maximale** pour des signaux **en phase** et **minimale** pour des signaux **en opposition de phase**, avec :

En phase

$$A_{\max} = A_1 + A_2$$

En opposition

$$A_{\min} = |A_1 - A_2|$$

♥ Démonstration ON2.7 : Cas extrêmes amplitudes \neq

Amplitude maximale

Max pour $\cos(\Delta\varphi_{2/1}(M)) = 1 \Rightarrow A_{\max} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2} = A_1 + A_2$

Or, $\cos(\Delta\varphi_{2/1}(M)) = 1 \Leftrightarrow \Delta\varphi_{2/1}(M) = 2p\pi \quad p \in \mathbb{Z}$

Amplitude minimale

Min pour $\cos(\Delta\varphi_{2/1}(M)) = -1 \Rightarrow A_{\min} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2} = |A_1 - A_2|$

Or, $\cos(\Delta\varphi_{2/1}(M)) = -1 \Leftrightarrow \Delta\varphi_{2/1}(M) = (2p+1)\pi \quad p \in \mathbb{Z}$

Exemple ON2.3 : Cas extrêmes amplitudes \neq

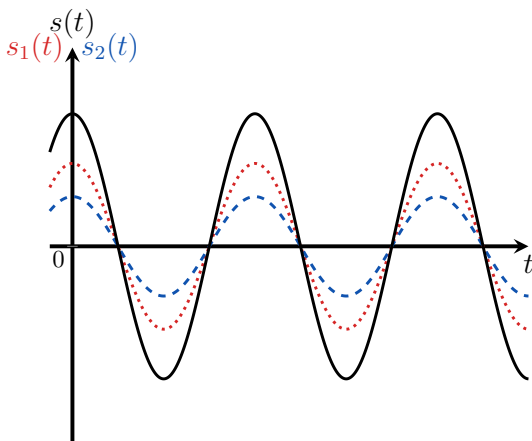


FIGURE ON2.13 – Signaux en phase.

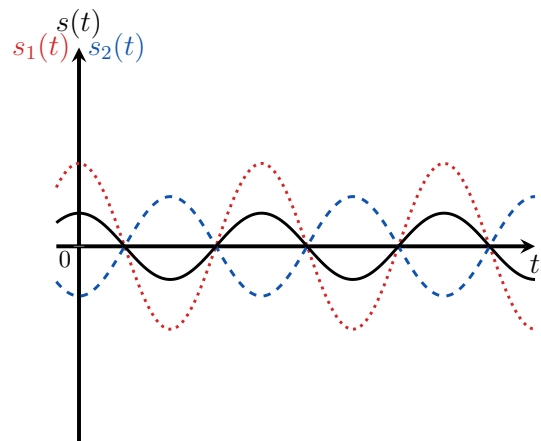


FIGURE ON2.14 – Signaux en opposition.

Important ON2.2 : Analyse amplitudes différentes

Le signal somme de deux OPPS d'amplitudes A_1 et A_2 de même pulsation ω est :

- 1) Un signal **sinusoïdal** et de **même pulsation** ω ;
- 2) D'amplitude **dépendante de M**, et
 - ♦ **Maximale** $A_{\max} = A_1 + A_2$ pour signaux **en phase** ($\Delta\varphi_{2/1} = 2p\pi$) ;
 - ♦ **Minimale** $A_{\min} = |A_1 - A_2|$ pour signaux **en opposition de phase** ($\Delta\varphi_{2/1} = (2p+1)\pi$).

I/C Bilan**Important ON2.3 : Interférences (pour $\Delta\varphi_0 = 0$)**

Pour deux OPPS de même fréquence, nature et phase à l'origine* se superposant en M :

L'amplitude de la somme est **maximale** si les signaux sont **en phase** :

$$\Delta\varphi_{2/1}(M) = 2p\pi \quad \Leftrightarrow^* \quad \Delta L_{2/1}(M) = p\lambda$$

On parle d'**interférences constructives**.

L'amplitude de la somme est **minimale** si les signaux sont **en opposition de phase** :

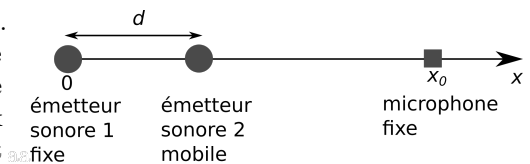
$$\Delta\varphi_{2/1}(M) = (2p+1)\pi \quad \Leftrightarrow^* \quad \Delta L_{2/1}(M) = (2p+1)\frac{\lambda}{2}$$

On parle d'**interférences destructives**.

$p \in \mathbb{Z}$ est appelé l'**ordre d'interférence**. Pour une animation et visualisation dans le plan, voir [ce site](#).

♥ Application ON2.1 : Interférences sonores

Soient 2 émetteurs sonores envoyant une onde progressive sinusoïdale de même fréquence, même amplitude et **même phase à l'origine**. Le premier est fixé à l'origine du repère, l'émetteur 2 est mobile et à une distance d du premier, et un microphone est placé à une distance fixe $x_0 > d$ de l'émetteur 1 et est aligné avec les deux émetteurs. On néglige l'influence de l'émetteur 2 sur l'émetteur 1 et toute atténuation.



- 1] Lorsque $d = 0$, qu'enregistre-t-on au niveau du microphone ?
- 2] On part de $d = 0$ et on augmente d jusqu'à ce que le signal enregistré soit nul. Ceci se produit pour $d_1 = 6,0$ cm. Expliquer cette extinction.
- 3] En déduire la longueur d'onde puis la fréquence du son émis.
- 4] Pour $d_2 = 12,0$ cm, quelle sera l'amplitude du signal enregistré ?

- 1] Si $d = 0$, alors la différence de marche $\Delta L_{1/2}(x_0) = 0$; de plus, comme les phases à l'origine des temps de chaque source est la même, on a $\Delta\varphi_0 = 0$: ainsi, on a

$$\Delta\varphi_{1/2}(x_0) = 0$$

Autrement dit, les signaux sont en phase. Comme ils ont la même amplitude, au microphone on enregistre un signal de la fréquence d'émission, avec une amplitude double de celle d'un émetteur.

- 2] On a toujours $\Delta\varphi_0 = 0$, donc $\Delta\varphi_{1/2}(x_0) = -k\Delta L_{1/2}(x_0)$. En augmentant la distance entre les sources, on augmente le déphasage (en valeur absolue), en mettant la source 1 en retard par rapport à la 2. Ainsi, il y a une valeur de différence de marche telle que $\Delta\varphi_{1/2}(x_0) = -\pi$, c'est-à-dire que les signaux seront en opposition de phase et s'annuleront.

3]

$$\begin{aligned} \Delta L_{1/2}(x_0) &= S_1M - S_2M = d_1 \\ \Leftrightarrow \Delta\varphi_{1/2}(x_0) &= -k\Delta L_{1/2} = -kd_1 \\ \Leftrightarrow -\pi &= -\frac{2\pi}{\lambda}d_1 \Leftrightarrow \boxed{\lambda = 2d_1} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d_1 = 6,0 \text{ cm} &\Rightarrow \text{A.N. : } \lambda = 12,0 \text{ cm} \\ \text{et } \lambda = \frac{c}{f} &\Leftrightarrow \boxed{f = \frac{c}{\lambda}} \Rightarrow \underline{f = 2,8 \text{ kHz}} \end{aligned}$$

- 4 Si on double la distance, alors on aura $\Delta\varphi_{1/2}(x_0) = -2kd = -2\pi$: ceci est congru à 0 modulo 2π , donc les signaux seront de nouveau en phase, et on récupère le signal maximal trouvé question 1.

II Interférences lumineuses

II/A Condition d'interférences : cohérence d'ondes lumineuses

Définition ON2.4 : Cohérence entre sources

La plupart des sources lumineuses ont une phase à l'origine qui **n'est pas constante**, mais prend une valeur aléatoire au bout d'un certain temps généralement très court : on dit qu'elles envoient des **trains d'ondes**, avec :

- ◇ **Temps de cohérence** : τ_c , durée pour laquelle $\varphi_0 = \text{cte}$. Après τ_c , le prochain train d'onde a un autre φ_0 .
- ◇ **Longueur de cohérence** : $L_c = c\tau_c$, c'est la distance de cohérence d'un train d'onde, i.e. avec une unique phase à l'origine.

Important ON2.4 : Condition d'interférence

Pour interférer, **deux sources doivent être cohérentes**, c'est-à-dire avoir $\Delta\varphi_0 = \text{cte}$; ceci n'est en général pas réalisable par manque de contrôle sur cette variation de phase à l'origine (désexcitation quantique aléatoire). Les interférences lumineuses se font donc **avec une unique source**, donnant forcément des **ondes cohérentes**.

Exemple ON2.4 : Cohérence

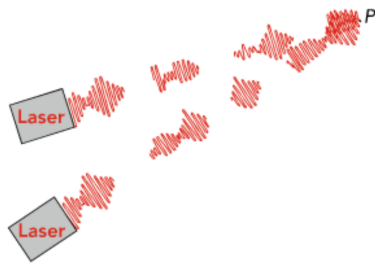


TABLEAU ON2.1 – Temps et longueurs de cohérence

Source	τ_c (s)	L_c (m)
Lumière du Soleil	2×10^{-15}	6×10^{-7}
Ampoule	3×10^{-14}	1×10^{-5}
Raie rouge hydrogène	1×10^{-11}	4×10^{-3}
Laser hélium-néon	1×10^{-9}	3×10^{-1}

II/B Formule de FRESNEL

♥ Propriété ON2.8 : Intensité lumineuse

En général

$$I(M) = K \langle s^2(M, t) \rangle = K s_{\text{eff}}^2$$

OPPS

$$I(M) = \frac{1}{2} K A(M)^2$$

Démonstration ON2.8 : Intensité lumineuse OPPS

La période (temporelle) typique d'une onde lumineuse est de l'ordre de 10^{-15} s, ou ≈ 1 fs : c'est une échelle de temps infinitésimale **bien inférieure au temps de détection** de n'importe quel capteur optique : l'œil humain a un temps de réponse $\approx 10^{-1}$ s, un capteur CCD $\approx 10^{-6}$ s.

Ainsi, un récepteur optique n'est sensible **qu'à l'énergie moyenne du signal**. Cette énergie est proportionnelle au carré de la grandeur $s(M, t)$ propagée par l'onde (ici électromagnétique), d'où

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

Pour une OPPS (monochromatique), on a

$$\begin{aligned} s(M, t) &= A(M) \cos(\omega t + \varphi(M)) \\ \Rightarrow I(M) &= K A(M)^2 \underbrace{\langle \cos^2(\omega t + \varphi(M)) \rangle}_{=\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} K A(M)^2 \quad \blacksquare \end{aligned}$$

cohérent avec sa représentation temporelle. On le démontre aussi par intégration (cf. Dm.E6.2).

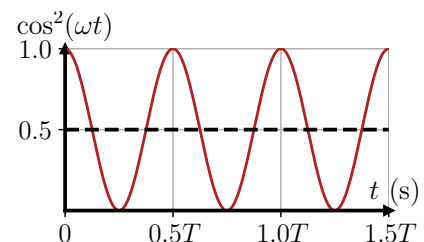


FIGURE ON2.15 – $\cos^2(\omega t)$ et sa moyenne.

♥ Propriété ON2.9 : Formule de FRESNEL

L'intensité lumineuse $I(M)$ résultant de l'interférence de 2 ondes monochromatiques en un point M de l'espace s'écrit :

$$I(M) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi_{2/1}(M)) \quad \text{ou} \quad I(M) = 2I_0(1 + \cos(\Delta\varphi_{2/1}(M)))$$

si $A_1 = A_2 = A_0$, c'est-à-dire $I_1 = I_2 = I_0$. On trouve alors

En phase

$$I_{\max} = 4I_0$$

En opposition

$$I_{\min} = 0$$

Démonstration ON2.9 : Formule de FRESNEL

Soient 2 ondes lumineuses **cohérentes** et de même pulsation, d'amplitudes A_1 et A_2 , interférant en un point M . On a vu que le signal somme $s(M,t) = s_1(M,t) + s_2(M,t)$ avait une amplitude

$$A(M) = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \Delta\varphi_{2/1}(M)}$$

On trouve donc l'intensité $I(M)$ en en prenant le carré et en multipliant par $\frac{1}{2}K$:

$$I(M) = \frac{1}{2}K A(M)^2 = \frac{1}{2}K A_1^2 + \frac{1}{2}K A_2^2 + 2\frac{1}{2}K A_1 A_2 \cos(\Delta\varphi_{2/1}(M))$$

avec $I_1 = \frac{1}{2}K A_1^2$ et $I_2 = \frac{1}{2}K A_2^2$ on trouve $\sqrt{I_1 I_2} = \frac{1}{2}K A_1 A_2$ ■

II/C Chemin optique et déphasage

La propagation des ondes lumineuses se fait dans des milieux avec des indices optiques n qui peuvent être différents, et donc avec des vitesses $v = c/n$ différentes. Pour continuer à travailler comme on le fait, il faudrait se ramener à une même vitesse, quitte à changer la longueur. On définit ainsi le **chemin optique** :

♥ Définition ON2.5 : Chemin optique

Le trajet d'un rayon lumineux dans un milieu d'indice n entre les points A et B s'écrit (AB) :

$$(AB) = n \cdot AB$$

Démonstration ON2.10 : Chemin optique et différence de chemin

En effet, si l'onde 1 parcourt la distance AB dans le milieu n , elle le fait à la vitesse $v = c/n$. Pour considérer qu'elle va à la vitesse $c = nv$, il faut multiplier la distance par n :

$$nAB = nvt \Leftrightarrow nAB = ct$$

Tout se passe comme si l'onde allait à la vitesse c mais parcourait une distance n fois plus grande : on retrouve alors Impl.O1.2 :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad \text{et} \quad -kS_1M = -\frac{2\pi}{\lambda}S_1M = -\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot nS_1M = -\frac{2\pi}{\lambda_0}(S_1M)$$

♥ Propriété ON2.10 : Déphasage et différence de chemin optique

Pour 2 ondes lumineuses de $\lambda_{\text{vide}} = \lambda_0$: $\Delta\varphi_{2/1}(M) = -k_0\delta_{2/1}(M) + \Delta\varphi_0$ avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$

Différence de chemin

$$\delta_{2/1}(M) = (S_2M) - (S_1M)$$

Déphasage à l'origine

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_{02} - \varphi_{01}$$

II/D Expérience des trous d'YOUNG

II/D) 1 Introduction

La nature de la lumière a été sujet à de grands débats durant de nombreux siècles, entre vision corpusculaire et ondulatoire. C'est en 1802 que l'expérience dite des « trous d'YOUNG » a permis de confirmer la nature ondulatoire

de la lumière en réalisant une figure d'interférences lumineuses¹. Une version moderne de cette expérience consiste à pointer un unique laser de longueur d'onde λ_0 sur deux fentes fines horizontales et parallèles : ces fentes diffractent la lumière et se comportent **comme deux sources cohérentes**.

Définition ON2.6 : Description du résultat

La zone de l'espace où les faisceaux se superposent est appelé **champ d'interférences**. Sur un écran, on observe alors des variations d'intensité lumineuse :

- ◇ au milieu des zones claires (**maximum** local d'intensité) on a des **interférences constructives** ;
- ◇ au milieu des zones sombres (**minimum** local d'intensité) on a des **interférences destructives**.
- ◇ on appelle **interfrange** et on le note i la **distance** séparant **deux milieux de franges** brillantes (ou sombres) consécutives.

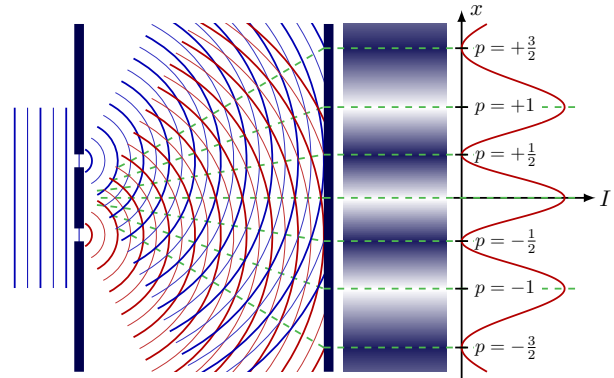


FIGURE ON2.16 – Figure d'interférence.

II/D) 2 Présentation

♥ Définition ON2.7 : Présentation trous d'YOUNG

Soit S une source lumineuse ponctuelle, monochromatique de longueur d'onde λ_0 , éclairant deux fentes fines horizontales et parallèles F_1 et F_2 distantes de $2a$, avec O au milieu. S est situé sur un axe optique perpendiculaire à un écran placé à une distance D très supérieure à a (pour l'approximation en ondes planes). Le milieu de propagation est l'air, d'indice optique $n = 1$. On se limite au tracé de 2 rayons qui interfèrent au point $M(x)$, passant chacun par une des fentes.

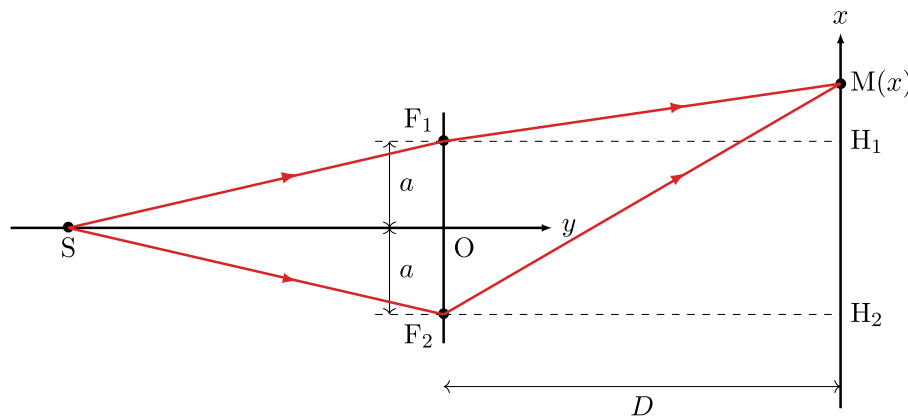


FIGURE ON2.17 – Schéma des trous d'YOUNG

♥ Interprétation ON2.2 : Expérience des trous d'YOUNG

On a alors successivement :

- ◇ **Diffraction** : quand l'**ouverture est de l'ordre de la longueur d'onde**, on observe un étalement du faisceau. Chaque trou crée une **tâche de diffraction**, de demi-angle $\theta \approx \lambda_0/a$, et ces deux tâches **se superposent sur l'écran** en créant des interférences observables.
- ◇ **Interférences** : avec la formule de FRESNEL pour des intensités égales,

$$I(M) = 2I_0 (1 + \cos(\Delta\varphi_{2/1}(M)))$$

▷ **Constructives** : pour $\Delta\varphi_{2/1}(M) = 2p\pi \Leftrightarrow \delta_{2/1}(M) = p\lambda_0$;

▷ **Destructives** : pour $\Delta\varphi_{2/1}(M) = (2p+1)\pi \Leftrightarrow \delta_{2/1}(M) = (2p+1)\frac{\lambda_0}{2}$.

1. Voir la vidéo [La plus belle expérience de la Physique](#).

II/D) 3 Résolution

♥ Propriété ON2.11 : Intensité et interfrange

Pour $I_1 = I_2 = I_0$, on obtient

$$I(M) = 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{4\pi ax}{\lambda_0 D} \right) \right)$$

décrivant des franges, d'interfrange $i = \frac{\lambda_0 D}{2a}$

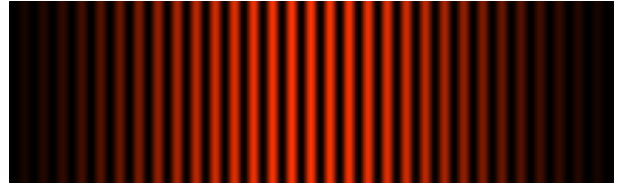


FIGURE ON2.18 – Franges avec atténuation.

♥ Démonstration ON2.11 : Intensité et interfrange

Intensité

$$\delta_{2/1}(M) = (SM)_2 - (SM)_1 = \cancel{SF_2} + F_2M - (\cancel{SF_1} + F_1M) \Leftrightarrow \delta_{2/1}(M) = F_2M - F_1M$$

On cherche donc à exprimer F_1M et F_2M . Pour cela, on place les points H_1 et H_2 projetés orthogonaux de F_1 et F_2 sur l'écran, créant ainsi deux triangles rectangles : F_1H_1M et F_2H_2M .

$$\begin{aligned} F_2M^2 &= F_2H_2^2 + H_2M^2 & \text{et} & & F_1M^2 &= F_1H_1^2 + H_1M^2 \\ \Leftrightarrow F_2M &= \sqrt{D^2 + (x+a)^2} & \text{et} & & F_1M &= \sqrt{D^2 + (x-a)^2} \\ \Leftrightarrow F_2M &= D\sqrt{1 + \left(\frac{x+a}{D}\right)^2} & \text{et} & & F_1M &= D\sqrt{1 + \left(\frac{x-a}{D}\right)^2} \end{aligned}$$

Or, $\sqrt{1+\varepsilon} \underset{\varepsilon \rightarrow 0}{\sim} 1 + \frac{\varepsilon}{2}$; comme $D \gg (x; a) \Rightarrow \frac{x \pm a}{D} \ll 1$, alors avec $\varepsilon = \left(\frac{x \pm a}{D}\right)^2$ on a :

$$\begin{aligned} F_2M &\approx D \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x+a}{D} \right)^2 \right) & \text{et} & & F_1M &\approx D \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x-a}{D} \right)^2 \right) \\ \Leftrightarrow F_1M &= D + \frac{(x-a)^2}{2D} & \text{et} & & F_2M &= D + \frac{(x+a)^2}{2D} \end{aligned}$$

Ainsi,

$$\begin{aligned} F_2M - F_1M &= \frac{(x+a)^2 - (x-a)^2}{2D} \\ \Leftrightarrow \delta_{2/1}(M) &= \frac{(x+a+x-a) \times (x+a-(x-a))}{2D} \\ \Leftrightarrow \delta_{2/1}(M) &= \frac{4ax}{2D} \Leftrightarrow \delta_{2/1}(M) = \frac{2ax}{D} \end{aligned}$$

Soit

$$\begin{aligned} I(M) &= 2I_0 \left(1 + \cos \left(-\frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{2ax}{D} \right) \right) \\ \Leftrightarrow I(M) &= 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{4\pi ax}{\lambda_0 D} \right) \right) \end{aligned}$$

Franges et interfrange

◇ Franges claires :

$$\delta_{2/1}(M) = p\lambda_0 \Leftrightarrow x_p = p \frac{\lambda_0 D}{2a} \quad p \in \mathbb{Z}$$

◇ Franges sombres :

$$\delta_{2/1}(M) = (2p+1) \frac{\lambda_0}{2} \Leftrightarrow x'_p = \left(p + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda_0 D}{2a} \quad p \in \mathbb{Z}$$

◇ Interfrange :

$$i = x_{p+1} - x_p \Leftrightarrow i = \frac{\lambda_0 D}{2a}$$

Exemple ON2.5 : Interfrange

Voir une autre animation [ici](#). Avec $2a = 0,20 \text{ mm}$, $\lambda_0 = 632 \text{ nm}$ et $D = 1,0 \text{ m}$, on trouve $i = 1,6 \text{ mm}$