

## Chapitre 02. Interférences par division du front d'onde : trous d'Young



Thomas Young (1773 - 1829) est un physicien, médecin et égyptologue britannique. Il est surtout connu pour sa définition du module de Young en science des matériaux et pour son expérience des fentes de Young en optique (1801) pour former des franges d'interférences : Young en déduit alors la nature ondulatoire de la lumière.

### INTRO :

La superposition de deux ondes lumineuses quasi-monochromatiques ne donne lieu au **phénomène d'interférences** que si elles sont **cohérentes entre elles**. On utilise donc **une source unique associée à un diviseur d'onde** i.e. un **dispositif interférentiel**. La division d'onde peut-être réalisée de deux façons :

- par **division d'amplitude** (cf Ch03 et TP10C-D) : un même rayon est séparé en deux parties, par exemple par réflexion partielle sur un dioptre, en particulier avec une lame semi-réfléchissante (idéalement 50% de l'intensité incidente est transmise et 50% est réfléchie).
- par **division du front d'onde** (objet de ce chapitre et TP10B) : on isole spatialement deux parties d'une onde provenant d'une même source S.

Par la suite, on fait se superposer à nouveau ces deux ondes, issues d'une même source, afin d'obtenir les interférences. On étudie ici les **trous d'Young**, dispositif interférentiel qui permet de confronter théorie et expérience et de développer les notions de **cohérences spatiale et temporelle**.

**Buts de ce chapitre :** décrire le dispositif interférentiel des trous d'Young ; interpréter la forme des franges via l'ordre d'interférences  $p$  ; interpréter l'influence de la taille de la source et de la largeur spectrale via  $p$  ; discuter de la localisation des franges.

### Prérequis :

1<sup>e</sup> année : Optique géométrique ; Propagation d'un signal - Interférences.

2<sup>e</sup> année : O1 Optique ondulatoire – Superposition d'ondes lumineuses

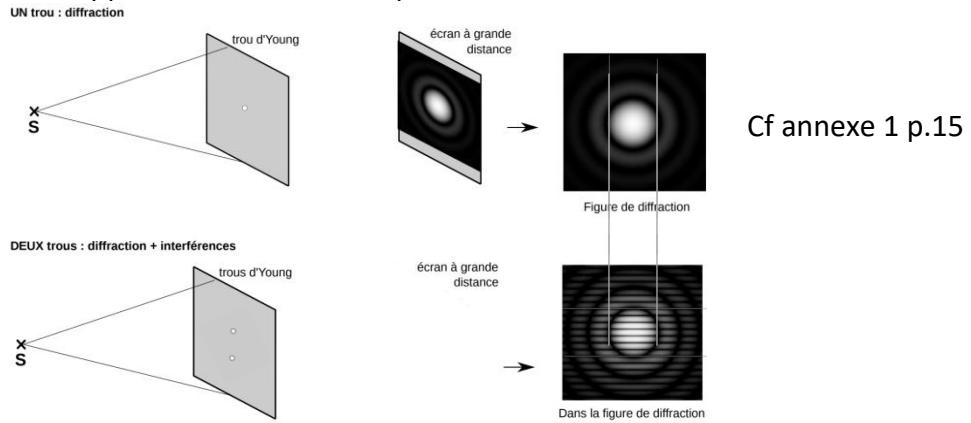
### Plan du chapitre :

A) Trous d'Young – Source ponctuelle et monochromatique .....	2
1) Description du dispositif – Cadre de l'étude .....	2
2) Source placée sur ( <b>Oz</b> ) – Observation à grande distance – Figure d'interférences .....	3
3) Observation dans le plan focal image d'une lentille .....	4
B) Source étendue et monochromatique – Cohérence SPATIALE .....	5
1) Elargissement angulaire dans la direction perpendiculaire à l'axe des trous .....	5
2) Elargissement angulaire dans la direction parallèle à l'axe des trous .....	6
3) Fentes d'Young .....	8
C) Source ponctuelle et non monochromatique – Cohérence TEMPORELLE .....	9
1) Cas de deux raies monochromatiques .....	9
2) Elargissement spectral de la source – Longueur de cohérence TEMPORELLE .....	11
3) Bilan : ODG et évolution spatiale de l'intensité en fonction du spectre de la source .....	12
4) Cas de la lumière blanche .....	13
Annexe 1 : Rappels sur le phénomène de diffraction.....	14
Annexe 2 – Trous et fentes d'Young .....	16

# A) Trous d'Young – Source ponctuelle et monochromatique

## 1) Description du dispositif – Cadre de l'étude

- ♦ Un écran opaque percé de 2 trous<sup>1</sup> circulaires  $S_1$  et  $S_2$  permet de prélever deux parties du front d'onde issu d'une source ponctuelle  $S$  supposée monochromatique.



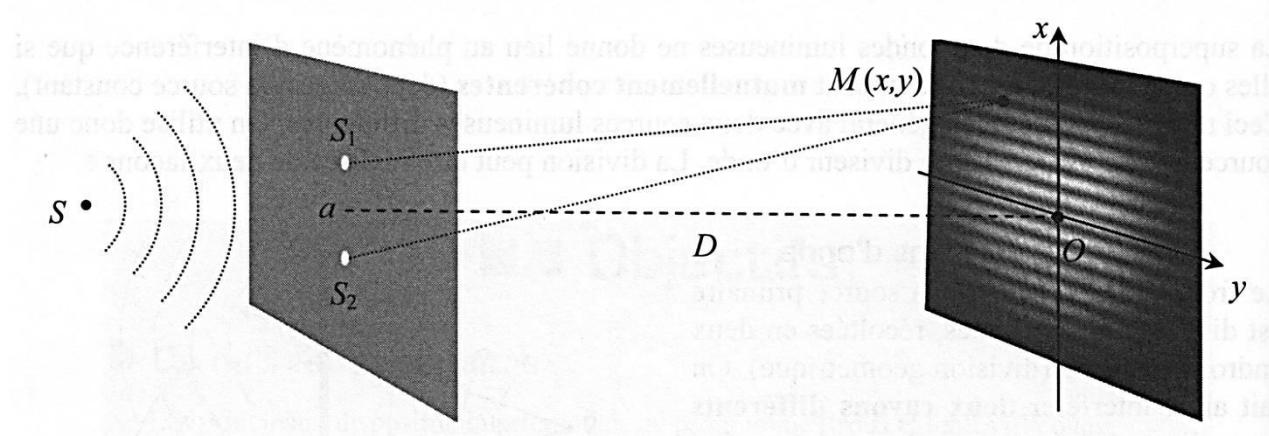
Dans toute l'étude, on suppose que les trous sont **ponctuels<sup>2</sup>** et placés dans un **milieu non dispersif et homogène d'indice  $n$** .

On éclaire les trous avec une **source à distance finie<sup>3</sup>** et on place un écran **d'observation à grande<sup>\*</sup> distance finie<sup>3</sup>** des trous.

- ♦ Paramétrage : le repère ( $Oxyz$ ) est tel que :

- L'axe ( $Oz$ ) est perpendiculaire au plan des trous et à l'écran (i.e. au plan d'observation) et il passe par le milieu de  $[S_1S_2]$  ;
- Le plan ( $Oxy$ ) correspond au plan d'observation avec l'axe ( $Ox$ ) parallèle à  $(S_1S_2)$ .

On repère un point  $M$  de l'écran par :  $M(x, y, z = 0)$ .



On note :

- $b$  le diamètre des trous ( $ODG \approx 50 \mu\text{m}$ ) ;
- $a$  la distance entre les trous ( $ODG \approx 100 \mu\text{m} \text{ à } 1 \text{ mm}$ ) ;
- $d$  la distance entre la source et les trous ( $ODG \approx 10 \text{ cm}$ ) ;
- $D$  la distance entre les trous et l'écran d'observation ( $ODG \approx 10 \text{ à } 100 \text{ cm}$ ).

\* **L'observation se fait à grande distance** :  $D \gg a, |x|, |y|$   
( $ODG$  de  $|x|$  et  $|y| \approx 1 \text{ cm}$ )

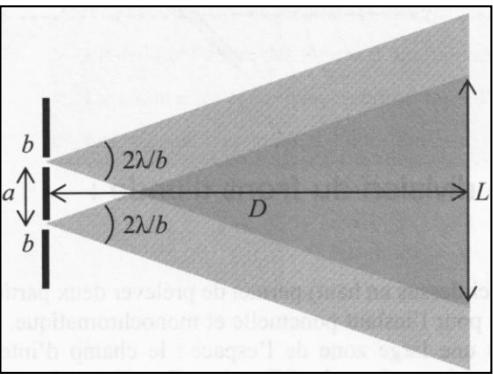
<sup>1</sup> On parle de sources secondaires cohérentes entre elles.

<sup>2</sup> On verra au TP10B et au § B.3 ce qui se passe pour des fentes.

<sup>3</sup> On verra ce qui se passe si on observe dans le plan focal image d'une lentille (cf § A.3) et que l'on éclaire les trous par une onde plane (cf TD : montage de Fraunhofer), cas fréquents notamment lors d'expériences.

♦ On appelle **champ d'interférences** la zone de l'espace dans laquelle les deux ondes se superposent.

Le phénomène de **diffraction** (cf rappels annexe 1) dû à la petite dimension (diamètre  $b$ ) des trous permet la superposition des ondes : le champ d'interférences se trouve au lieu de croisement des deux cônes de diffraction.



**Le champ d'interférences est un volume : on parle d'interférences**

**NON LOCALISEES**. Autrement dit, les interférences sont visibles sur l'écran quelle que soit la distance  $D$ .

Dans la suite, on ne considérera que les taches centrales de diffraction dues à chaque trou : on s'intéressera donc à des points  $M$  de l'écran proches du centre  $O$ .

## 2) Source placée sur ( $Oz$ ) – Observation à grande distance – Figure d'interférences

### a) Résultats théoriques : différence de marche – nature des franges – interfrange

① Différence de marche en $M(x, y, z = 0)$	② Intensité lumineuse en $M(x, y, z = 0)$	③ Interfrange	④ Contraste
$\delta(M) = \frac{nax}{D}$	$I(x) = 2I_0 \left( 1 + \cos \left( 2\pi \frac{n}{\lambda_0 D} x \right) \right)$	$i = \frac{\lambda_0 D}{na}$	$C = 1$

⇒ **Démonstrations à connaître** : Etude théorique des trous d'Young.

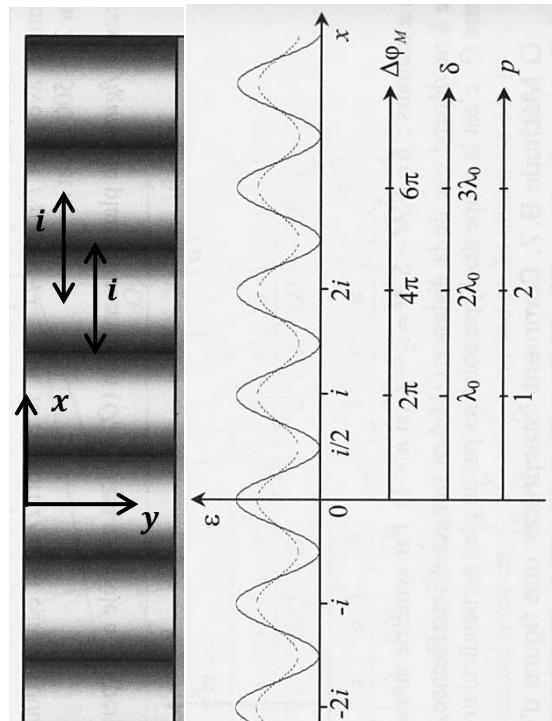
i) Pour une observation à grande distance :  $D \gg a, |x|, |y|$ , établir ① grâce à la géométrie euclidienne.

En  $M(x, y, z = 0)$ , l'ordre d'interférences  $p$  s'écrit donc :

$$p = \frac{nax}{\lambda_0 D}$$

Les franges d'interférences sont des zones telles que  $\delta = \text{cste} \Leftrightarrow p = \text{cste}$  soit ici  $x = \text{cste}$ .

Ce qui permet d'interpréter la forme des franges observées : **franges rectilignes perpendiculaires à l'axe des trous** (cf figures p.2 et ci-contre).



ii) Etablir ②.

L'éclairement varie donc sinusoïdalement avec  $x$  (cf ci-contre).

iii) Etablir ③ et ④.

**NB** : Si le dispositif est dans l'air :  $n = 1$ .

### b) Champ d'interférences

On peut estimer :

- la largeur  $L$  du champ d'interférences :  $L \approx 2D \frac{\lambda_0}{b}$  ;
- le nombre  $N$  de franges brillantes visibles dans l'air :  $N \approx \frac{L}{i} = \frac{2a}{b}$ .

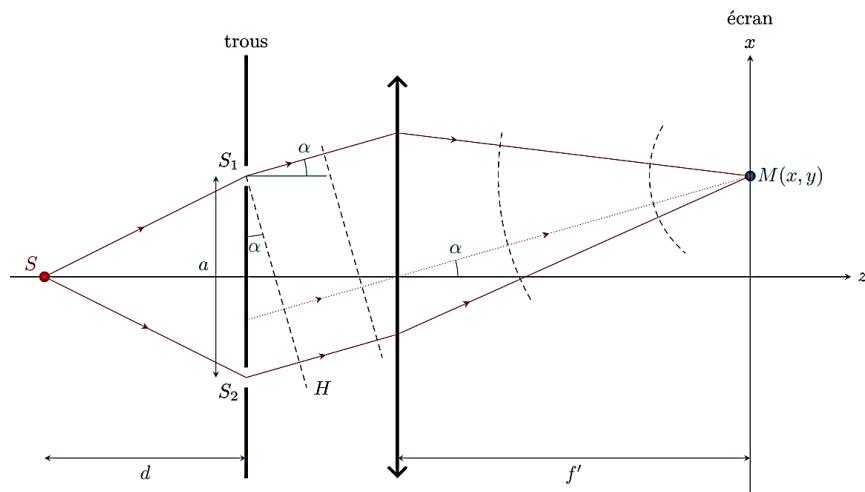
ODG : pour  $a = 600 \mu\text{m}$  et  $b = 120 \mu\text{m}$ , on a  $N \approx 10$  correspondant aux franges d'ordre  $p \in [-5,5]$ .

### 3) Observation dans le plan focal image d'une lentille

Par rapport à la situation étudiée au § A.2, on modifie la condition d'observation :

l'observation des interférences s'effectue dans le plan focal image (= PFI) d'une lentille.

Comme on l'a vu au § A.2, la différence de marche ne dépend pas de  $y$  du point  $M$ . On considère donc un point  $M$  tel que  $y = 0$ , d'où la figure ci-dessous.



☞ Exercice classique : Montrer que, dans ce cas, la différence de marche s'écrit :  $\delta(M) = \frac{n_{\text{air}}}{f'} \cdot \frac{a}{\sin \alpha}$ .

Démarche : reproduire la figure et construire les rayons qui interfèrent ; utiliser le principe du retour inverse de la lumière et sa conséquence en terme de chemin optique → notion de **surfaces d'onde « inverses » ou « relatives à  $M$  »**.

**Principe du retour inverse de la lumière** : Si la lumière allait du point d'observation vers la source, alors les rayons lumineux seraient les mêmes. Il y a donc **égalité des chemins optiques entre deux points A et B d'un même rayon quel que soit le sens de parcours** :  $(AB) = (BA)$ .

La différence de marche obtenue dans ce cas est analogue à celle obtenue pour une observation à grande distance, cf § A.2. Ainsi les résultats du § A.2 sont directement transposables au cas d'une observation dans le PFI d'une lentille.

Dans toute la suite, on supposera que le dispositif est dans l'air :  $n = 1$ .

## B) Source étendue et monochromatique – Cohérence SPATIALE

Une **source** monochromatique **étendue** se modélise comme une juxtaposition de sources monochromatiques ponctuelles incohérentes entre elles.

En effet, les photons émis par deux points voisins de la source n'ont pas été émis par les mêmes atomes donc les phases des trains d'onde produits par des atomes voisins ne peuvent pas être corrélées.

Les ondes issues de deux points voisins n'interfèrent pas : **l'intensité totale est donc la somme des intensités issues de chaque point de la source.**

Utiliser une source spatialement étendue rend la figure d'interférences **plus lumineuse** mais peut conduire à une **perte de contraste en tout point de la figure d'interférences**. Dans ce cas, on parle de **perte de cohérence spatiale du fait de l'élargissement angulaire de la source**.

On développe ici un raisonnement permettant d'interpréter ce résultat.

### **1) Elargissement angulaire dans la direction perpendiculaire à l'axe des trous**

On suppose ici que la source est étendue selon ( $Oy$ ) mais toujours infiniment fine selon ( $Ox$ ) et placée en  $x = 0$ . Pour étudier ce cas, on procède par étapes (cf § a et b).

#### **a) Translation de la source**

On suppose qu'on **translate** selon  $\vec{u}_y$ , i.e. selon **l'axe perpendiculaire à ( $S_1S_2$ )**, la source ponctuelle et monochromatique. On note  $S'$  sa nouvelle position, ses coordonnées sont :  $S'(0, Y, -D - d)$ .

Malgré la translation,  $S'$  est toujours dans le plan médiateur des trous d'Young donc on a toujours  $(S'S_2) = (S'S_1)$  et cela ne modifie ni la différence de marche, ni l'ordre d'interférences.

Ainsi les figures d'interférences données par  $S$  et  $S'$  sont les mêmes.

#### **b) Trou d'Young éclairés par les sources $S$ et $S'$ telles que $(SS') \perp (S_1S_2)$**

On éclaire maintenant les trous avec les deux sources ponctuelles monochromatiques  $S$  et  $S'$  qui sont incohérentes entre elles : **l'intensité à l'écran est donc la somme des intensités** liées à chaque source.

Les figures d'interférences données par  $S$  et  $S'$  étant les mêmes, elles se superposent sans se brouiller.

Ainsi, l'éclairage est doublé en tout point, la figure est deux fois plus lumineuse.

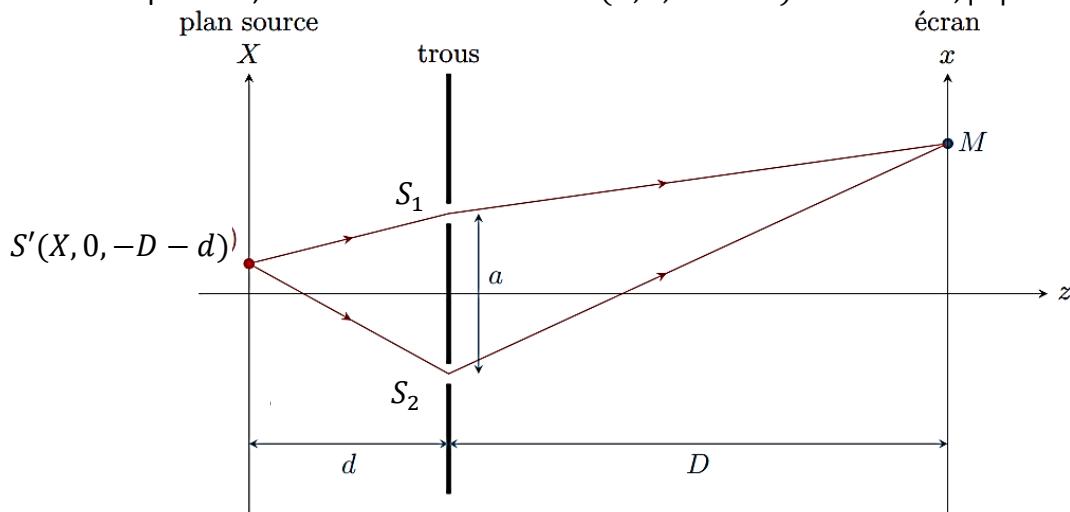
#### **c) Bilan : Trou d'Young éclairés par une source étendue $\perp (S_1S_2)$**

En pratique, on utilise une **fente source perpendiculaire à l'axe des trous** plutôt qu'un trou source : la **luminosité est meilleure et le contraste des franges ne diminue pas**.

## 2) Elargissement angulaire dans la direction parallèle à l'axe des trous

### a) Translation de la source – Variation de l'ordre d'interférences $p$

On suppose qu'on translate selon  $\vec{u}_x$ , i.e. selon l'axe ( $S_1S_2$ ), la source ponctuelle et monochromatique. On note  $S'$  sa nouvelle position, ses coordonnées sont :  $S'(X, 0, -D - d)$  avec  $d \gg a, |X|$ .



Quel que soit le point  $M$  de l'écran, on a alors :

$$\delta' = \delta + \frac{a \cdot X}{d}$$

Avec  $\delta$  (resp<sup>t</sup>  $\delta'$ ) la différence de marche en  $M$  si la source est en  $S$  (resp<sup>t</sup> en  $S'$ )

$$p' = p + \Delta p$$

Avec  $\Delta p = \frac{a \cdot X}{\lambda_0 d}$  la variation de l'ordre d'interférences due au déplacement de la source.

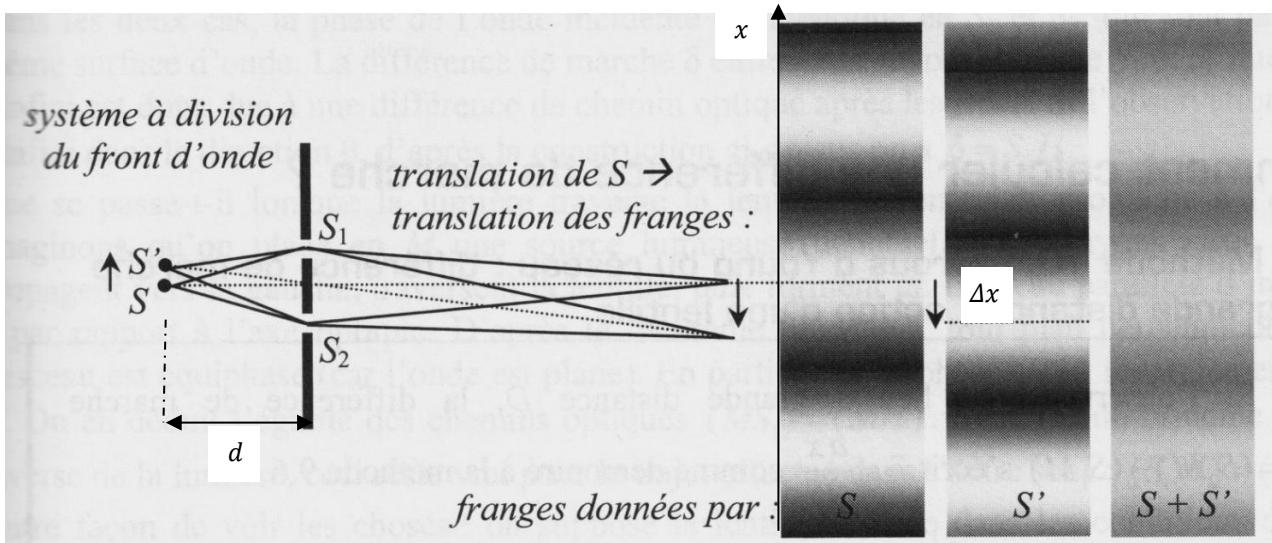
L'intensité créée par la source  $S'$  en  $M$  s'écrit :  $I(x) = 2I_0 \left( 1 + \cos \left( 2\pi \frac{a}{\lambda_0} \left( \frac{x}{D} + \frac{X}{d} \right) \right) \right)$ .

L'interfrange est le même mais les franges sont translatées selon  $\vec{u}_x$  d'une distance  $\Delta x = -\frac{D \cdot X}{d}$ .

⇒ Démonstrations à connaître : Etablir les expressions de  $\delta'$ ,  $\Delta p$ ,  $I(x)$  et  $\Delta x$ .

### b) Trou d'Young éclairés par les sources $S$ et $S'$ telles que $(SS') \parallel (S_1S_2)$ – Brouillage

On éclaire maintenant les trous avec les deux sources ponctuelles monochromatiques  $S$  et  $S'$  qui sont incohérentes entre elles : l'intensité à l'écran est donc la somme des intensités liées à chaque source (cf calcul en TD).

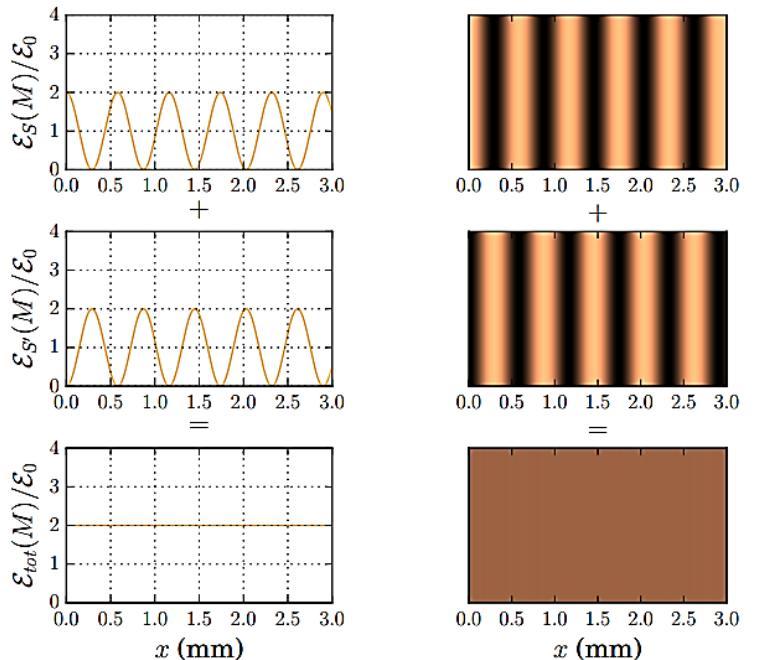


La superposition des deux figures d'interférences entraîne une diminution du contraste : sur tout l'écran, les franges sont moins visibles.

Il y a **BROUILLAGE TOTAL** de la figure d'interférences si les franges brillantes dues à la source  $S$  se superposent aux franges sombres dues à la source  $S'$ .

⇒ Exercice classique : Quelle est la valeur minimale de  $|\Delta p|$ , variation de  $p$  due au déplacement de la source (cf p.6), associée à un brouillage total ?

**NB** : Le cas  $|\Delta p| = \frac{1}{2}$  correspond à la situation suivante : les figures d'interférences produites par les points sources  $S$  et  $S'$  sont translatées selon  $\vec{u}_x$  de  $|\Delta x| = \frac{i}{2}$ , cf ci-contre.



Simulation de l'expérience des trous d'Young avec  $\lambda = 580 \text{ nm}$ ,  $D = 1 \text{ m}$  et  $a = 1 \text{ mm}$ .

### c) Bilan : Trous d'Young éclairés par une source étendue //( $S_1S_2$ ) – Longueur de cohérence SPATIALE

On éclaire les trous d'Young avec une source monochromatique, de largeur  $L$  dans la direction ( $0x$ ) // à l'axe des trous, constituée d'un ensemble de sources ponctuelles incohérentes entre elles.

Les points sources  $S'$  les plus éloignés du centre  $S$  de la source vérifient  $SS' = \pm \frac{L}{2}$ .

Critère semi-quantitatif de brouillage des franges :

$$|\Delta p| > \frac{1}{2}$$

Avec  $\Delta p = p' - p$  la variation de l'ordre d'interférences due à l'écart spatial  $SS'$ .

⇒ Exercice classique : En déduire que la taille maximale  $L_{max}$  de la source pour que les franges soient visibles vérifie  $L_{max} = \frac{\lambda_0 d}{a}$ .

ODG : pour  $\lambda_0 = 650 \text{ nm}$  (rouge),  $d = 20 \text{ cm}$  et  $a = 600 \mu\text{m}$ , les interférences ne seront bien visibles que si  $L < 0,2 \text{ mm}$  : la source doit être de très petite dimension<sup>\*</sup>.

<sup>\*</sup> Ce résultat est valable dès lors que les interférences sont non localisées i.e. produites par un interféromètre par division du front d'onde.

La taille maximale  $L_{max}$  de la source au-delà de laquelle il y a brouillage de la figure d'interférences est appelée **LONGUEUR DE COHERENCE SPATIALE**.

- si la source a une taille  $L \ll L_{max}$  alors la figure d'interférences est *proche* de celle obtenue avec une source ponctuelle.
- sinon : la source a une « mauvaise cohérence spatiale » ;  $|\Delta p| > \frac{1}{2} \Rightarrow$  les interférences sont brouillées : l'écran est *quasiment* uniformément éclairé.

♦ Discussion du critère semi-quantitatif de brouillage :

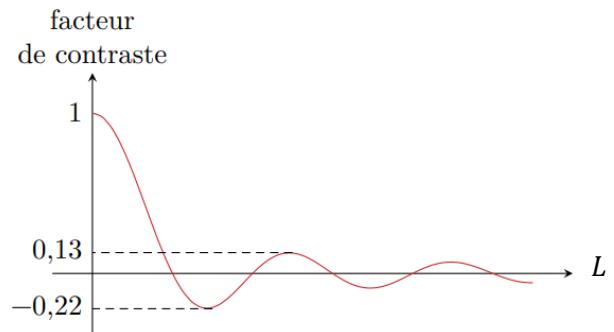
Considérons deux trous d'Young éclairés par une source étendue de largeur  $L$  centrée sur l'axe optique.

Un calcul montre que l'intensité au point  $M$  s'écrit :

$$I(M) = I_0 \left( 1 + \frac{\lambda_0 d}{\pi a L} \sin\left(\frac{\pi a L}{\lambda_0 d}\right) \cos\left(2\pi \frac{a}{\lambda_0 D} x\right) \right)$$

Le terme  $\frac{\lambda_0 d}{\pi a L} \sin\left(\frac{\pi a L}{\lambda_0 d}\right)$  est nommé « facteur de contraste ».

$$1^{\text{e}} \text{ annulation de contraste pour } \frac{\pi a L}{\lambda_0 d} = \pi \Leftrightarrow L = \frac{\lambda_0 d}{a}$$



La longueur de cohérence spatiale de la source est celle qui donne la première annulation du facteur de contraste. **On obtient la même expression** ( $L = \frac{\lambda_0 d}{a}$ ) **qu'en utilisant le critère semi-quantitatif de brouillage.**

Cependant, la figure d'interférences n'est pas :

- « parfaitement » contrastée si la source est plus étroite que la largeur de cohérence spatiale ;
- « pas du tout » contrastée si elle est plus large.

En pratique, la **variation de contraste est progressive**, cf graphique. Le **critère semi-quantitatif de brouillage ne donne qu'un ordre de grandeur**.

Rq : Le facteur de contraste peut prendre des valeurs négatives : on parle d'inversion de contraste. Expérimentalement, si l'on augmente progressivement la largeur  $L$  de la source, l'inversion de contraste se manifeste par le fait que les franges sombres deviennent brillantes et réciproquement.

Utiliser une fente source parallèle à l'axe des trous permet d'augmenter la luminosité de la figure d'interférences, mais au prix d'une diminution de contraste.

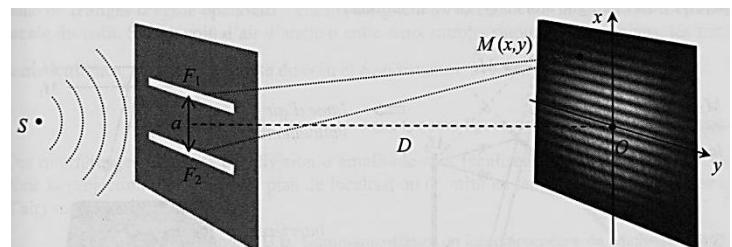
**BILAN** sur l'élargissement angulaire de la source éclairant les trous d'Young :

En pratique, pour **augmenter la luminosité et conserver une figure contrastée**, on utilise une **fente source fine** dans la direction ( $S_1 S_2$ ) et **longue** dans la direction **orthogonale à** ( $S_1 S_2$ ).

### 3) Fentes d'Young

Quelle que soit la situation, on a vu que  $\delta$  est indépendante de  $y$ .

On peut donc élargir les trous d'Young dans cette direction sans modifier *sensiblement*\* la figure d'interférences.



En pratique, pour améliorer la luminosité de la figure d'interférences, on remplace les trous  $S_1$  et  $S_2$  par deux fentes fines  $F_1$  et  $F_2$  parallèles aux franges d'interférences.

\* Comme la figure d'interférences apparaît à l'intérieur de la figure de diffraction par l'un des trous ou l'une des fentes, la figure globale observée sur l'écran est différente, cf annexe 2, TP10B et <https://physique-pcsi.prepa-balzac.fr/applications-pedagogiques-interactives/interferences-lumineuses/>.

## C) Source ponctuelle et non monochromatique – Cohérence temporelle

Pour des trous d'Young éclairés par une source monochromatique, ponctuelle, placée sur ( $Oz$ ) :

- ordre d'interférences au point  $M$  :  $p = \frac{ax}{\lambda_0 D}$
- interfrange :  $i = \frac{\lambda_0 D}{a}$

→ Modifier la longueur d'onde modifie l'interfrange : la figure d'interférences est plus « dilatée » aux grandes longueurs d'onde qu'aux petites.

### 1) Cas de deux raies monochromatiques

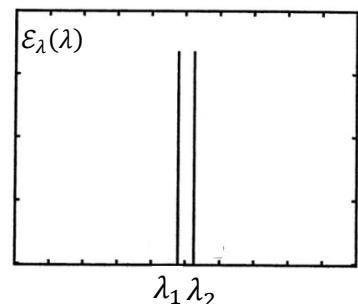
#### a) Spectre de la source

On éclaire les trous d'Young avec une source qui émet un *doublet* i.e. deux raies monochromatiques de longueurs d'onde, dans le vide, très proches  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  soit  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 \ll \lambda_1, \lambda_2$ .

On fait donc les approximations suivantes :

$$\lambda_2 + \lambda_1 \approx 2\lambda_m \quad \text{et} \quad \lambda_2 \cdot \lambda_1 \approx \lambda_m^2$$

avec  $\lambda_m$  la moyenne de  $\lambda_2$  et  $\lambda_1$



#### b) Expression de l'intensité

Rq : Les expressions données ci-dessous seront démontrées en TD.

Les **ondes** correspondant à chaque raie n'étant **pas synchrones**, elles n'interfèrent pas.

En  $M(x, y, z = 0)$ , l'intensité est donc la **somme des intensités** associées à chaque longueur d'onde :

$$I(x) = I_1(x) + I_2(x) \text{ avec } I_k(x) = 2I_{k0} \left( 1 + \cos \left( 2\pi \frac{\delta(M)}{\lambda_k} \right) \right) \text{ avec } \delta(M) = \frac{ax}{D}$$

En supposant que les deux raies sont d'égales intensités :  $I_{10} = I_{20} = I_0$ , on a :

$$I(x) = 4I_0 \left[ 1 + \cos \left( \pi \delta(M) \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \right) \cdot \cos \left( \pi \delta(M) \left( \frac{1}{\lambda_2} + \frac{1}{\lambda_1} \right) \right) \right]$$

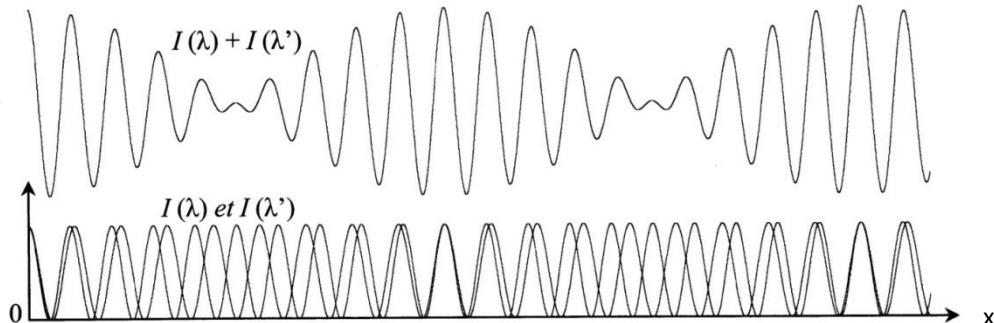
Etant donné les approximations associées au spectre, on a :

$$I(x) = 4I_0 \left[ 1 + \cos \left( \pi \delta(M) \frac{\Delta\lambda}{\lambda_m^2} \right) \cdot \cos \left( 2\pi \frac{\delta(M)}{\lambda_m} \right) \right] \text{ avec } \delta(M) = \frac{ax}{D}$$

**'Visibilité'**

**'Interférences'** :  
 terme d'interférences pour une source ponctuelle monochromatique de longueur d'onde  $\lambda_m$ .

Rq : On mènera un calcul et une discussion similaires pour le paquet d'ondes, cf ChEM6.



Les figures d'interférences correspondant aux deux longueurs d'onde  $\lambda_2$  et  $\lambda_1$  ont des interfranges différents :  $i_k = \frac{\lambda_k D}{a}$ .

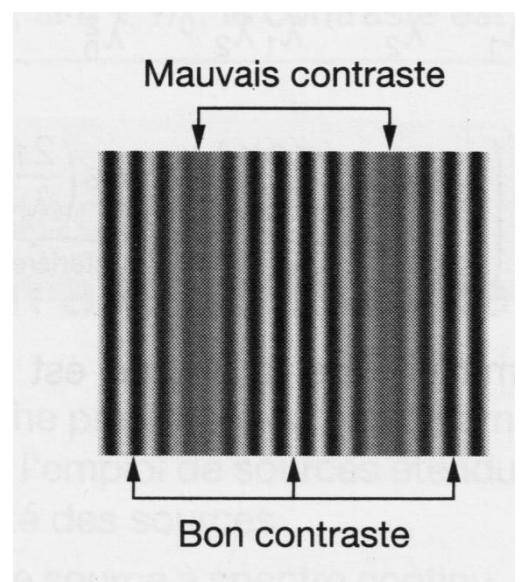
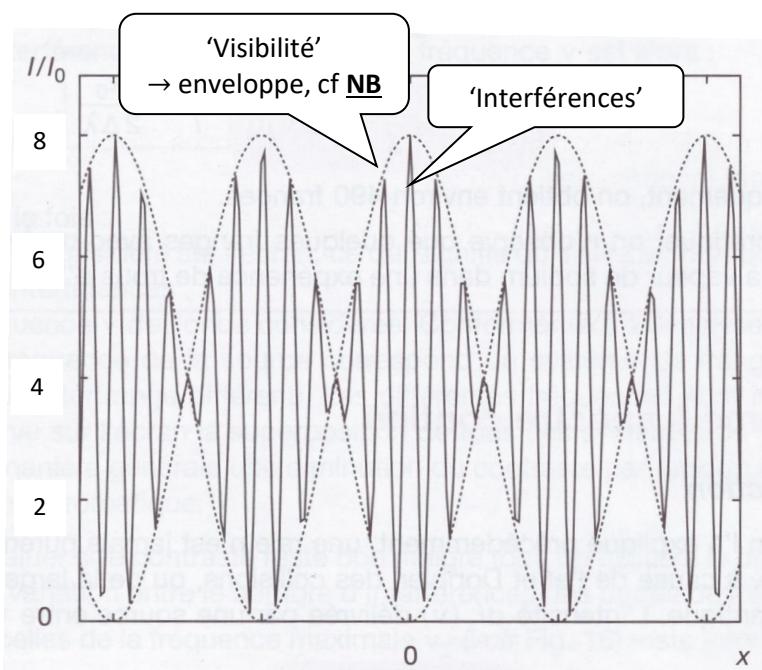
- Dans les zones où les deux figures d'interférences coïncident localement, le contraste est bon.
- Dans les zones où les franges claires de l'une correspondent aux franges sombres de l'autre (zone d'anticoïncidence), le contraste est très faible.

Dans cette situation, on introduit un facteur de contraste local\* :

$$C = |\text{'visibilité'}| = \left| \cos \left( \pi \delta(M) \frac{\Delta\lambda}{\lambda_m^2} \right) \right| = \left| \cos \left( \pi \frac{a}{D \lambda_m^2} \Delta\lambda x \right) \right|$$

C'est donc la **non-monochromatiqueté de la source (valeur de  $\Delta\lambda$ )** qui induit cette **variation spatiale du contraste**.

\* *L'élargissement angulaire de la source induit une perte de contraste globale, uniforme sur toute la figure d'interférences. Au contraire, l'élargissement spectral entraîne un contraste non uniforme sur la figure.*



**NB** : On a  $\Delta\lambda \ll \lambda_m$  d'où :

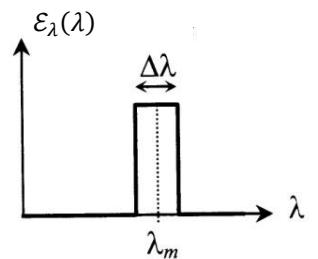
$$\begin{aligned} i_m &= \left( \frac{\lambda_m D}{a} \right) = \text{période spatiale 'interférences'} \\ &\ll \left( \frac{2D\lambda_m^2}{a\Delta\lambda} = \frac{\lambda_m D}{a} \cdot \frac{2\lambda_m}{\Delta\lambda} \right) = \text{période spatiale de '|visibilité'|} \end{aligned}$$

## 2) Elargissement spectral de la source – Longueur de cohérence TEMPORELLE

### a) Spectre de la source

On éclaire avec une source dont le spectre en longueur d'onde a une largeur spectrale  $\Delta\lambda$  autour d'une valeur moyenne  $\lambda_m$ . Ainsi, le spectre en fréquence a une largeur spectrale  $\Delta\nu$ .

La longueur d'onde maximale est :  $\lambda_2 = \lambda_m + \frac{\Delta\lambda}{2}$ .



### b) Variation de l'ordre d'interférences $p$ avec la longueur d'onde

En un point  $M$  de la figure :

$$p_2 = \frac{\delta(M)}{\lambda_2} \quad \text{et}$$

associé à la longueur d'onde maximale

$$p_m = \frac{\delta(M)}{\lambda_m}$$

associé à la longueur d'onde moyenne

On note  $\Delta p(M) = p_m - p_2$  la variation de l'ordre d'interférences en  $M$  avec la longueur d'onde.

⇒ Exercice classique : Critère de brouillage.

i) Montrer que :  $\Delta p(M) = \delta(M) \cdot \frac{\Delta\lambda}{2\lambda_2\lambda_m}$ .

ii) Quelle est la valeur minimale de  $\Delta p(M)$  associée à un brouillage total des franges en  $M$  ?

**BILAN** : On éclaire les trous d'Young avec une source ponctuelle, de largeur spectrale  $\Delta\lambda$ .

Les longueurs d'onde du spectre les plus éloignés de la longueur d'onde centrale  $\lambda_m$  vérifient :

$$\lambda_{1,2} - \lambda_m = \pm \frac{\Delta\lambda}{2}$$

Critère semi-quantitatif de brouillage des franges en  $M$  :

$$|\Delta p(M)| > \frac{1}{2}$$

Avec  $\Delta p(M) = p_m(M) - p_{1,2}(M)$  la variation de l'ordre d'interférences en  $M$  due à l'écart spectral  $\Delta\lambda$ .

**NB** :  $\Delta p$  dépend du point d'observation  $M$  : la perte de contraste n'est pas uniforme sur l'écran.

⇒ Exercice classique : Montrer que, pour  $\Delta\lambda \ll \lambda_m$ , le critère de visibilité  $|\Delta p(M)| < \frac{1}{2}$  conduit à :

$$\delta(M) < L_c$$

Avec  $L_c = c\tau_c \approx \frac{c}{\Delta\nu}$  la longueur de cohérence temporelle associée au modèle d'émission des trains d'onde, cf § A.5 ChO1.

**En ODG, la différence de marche  $\delta_{max}(M)$  au-delà de laquelle il y a brouillage des franges en  $M$  correspond à la LONGUEUR DE COHERENCE TEMPORELLE  $L_c$ .**

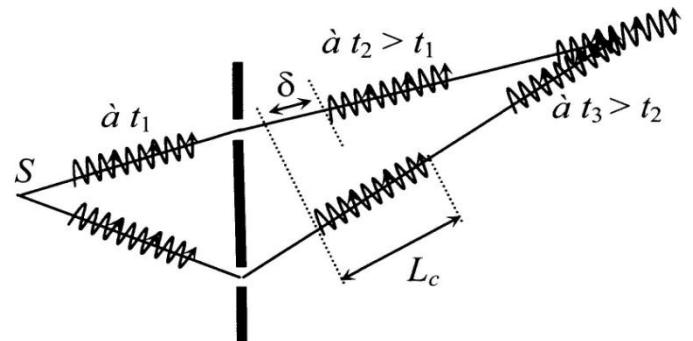
Autrement dit :

Avec une source  $S$  ponctuelle et **non monochromatique**, pour qu'il y ait interférences en  $M$ , il faut que **les deux parties du train d'onde émis par  $S$  de durée  $\tau_c$ , se recouvrent en  $M$** .

On pose  $t = 0$  l'instant auquel la partie (1) arrive en  $M$ . La partie (1) perturbe  $M$  entre  $t = 0$  et  $t = \tau_c$ .

La partie (2) arrive en  $M$  à  $t' = \frac{\delta(M)}{c}$ .

Les deux parties se rencontrent en  $M$ ssi  $t' = \frac{\delta(M)}{c} < \tau_c \Leftrightarrow \delta(M) < L_c$  : cette condition correspond donc à l'une des conditions de cohérence, notée (C2) vue au § B.2 du ChO1.



### 3) Bilan : ODG et évolution spatiale de l'intensité en fonction du spectre de la source

Au final, plus le spectre de la source est étendu et plus la zone de l'écran où les interférences sont observables est restreinte.

Si peu de franges sont visibles, on dit que la source possède une mauvaise cohérence temporelle.

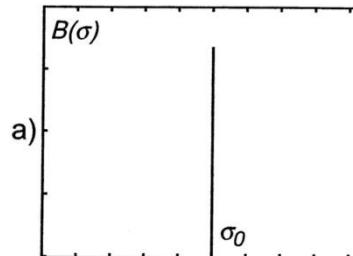
Dans le cas des trous d'Young, pour une source ponctuelle située sur  $(Oz)$ ,  $\delta(M) = \frac{ax}{D}$ .

- Le contraste est donc maximal au centre :  
 $x = 0 \Rightarrow \delta = 0 \Rightarrow \forall \lambda, p = 0$ .
- On a brouillage en s'écartant du centre :  
lorsque  $\delta(M) > L_c \Leftrightarrow |x| > \frac{D}{a} L_c = x_{max}$ .

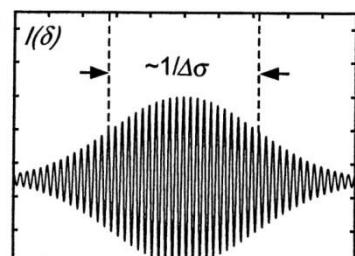
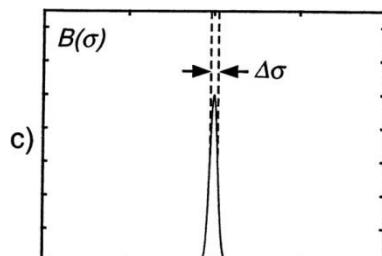
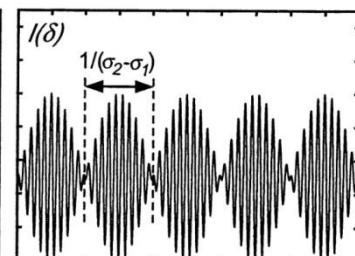
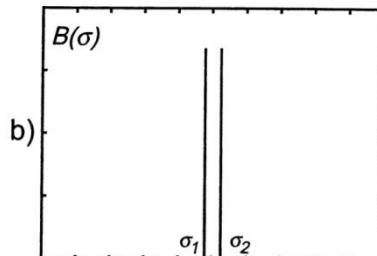
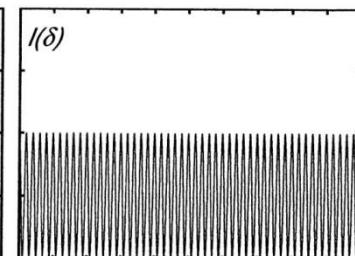
ODG : Dans l'air, pour  $a = 600 \mu\text{m}$  et  $D = 1 \text{ m}$ , on a  $x_{max} \approx 2 \cdot 10^3 \cdot L_c$ .

	LASER	Raie d'émission d'une lampe spectrale	Lampe à filament
$\tau_c$			
$L_c$			
$x_{max}$			
Figure associée			Cf § C.4

Densités spectrales d'éclairement :



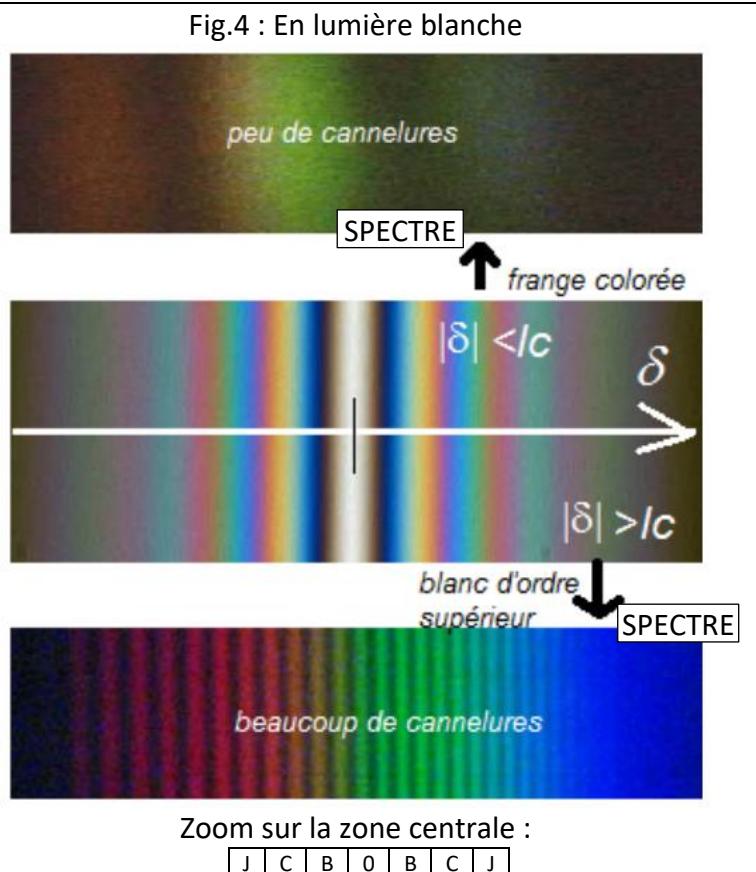
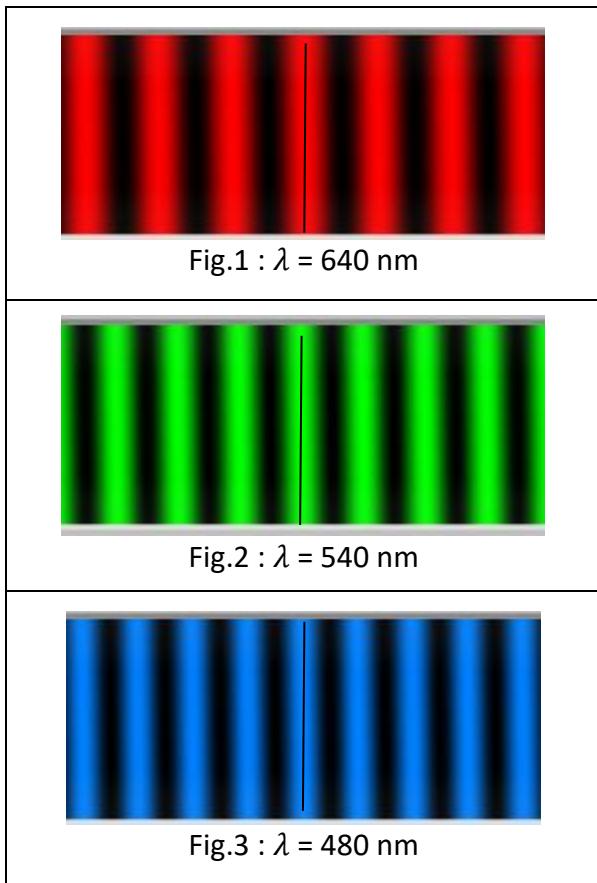
Figures d'interférences :



Avec  $\sigma$  nombre d'onde :  $\sigma = \frac{1}{\lambda_0} = \frac{f}{c}$  (USI :  $\text{m}^{-1}$ )

## 4) Cas de la lumière blanche

Figures d'interférences avec le dispositif des trous d'Young obtenues avec des sources monochromatiques (1 à 3) et avec une source de lumière blanche (4) :



Interprétation qualitative de la figure d'interférences en lumière blanche<sup>1</sup>:

0 : La frange centrale est brillante pour toute longueur d'onde (différence de marche nulle, donc  $\forall \lambda$ , interférence constructive) : on observe donc une frange blanche ( $R+V+B$ ).

♦ Près de la frange centrale :

B : Là où les interférences sont destructives pour R et V : on observe une teinte bleue.

C : Là où les interférences sont destructives pour R : on observe une teinte cyan ( $= V + B$ ).

J : Là où les interférences sont destructives pour B : on observe une teinte jaune ( $= R + V$ ).

Ces teintes sont appelées **teintes de Newton**, elles sont caractéristiques de la valeur de la différence de marche  $\delta$  au point  $M$ .

♦ En s'éloignant davantage<sup>\*</sup> de la frange centrale :

On a un brouillage des franges car le critère  $\delta(M) < L_c$  n'est plus respecté.

Plus précisément : Le nombre de longueurs d'onde correspondant à des interférences destructives augmente avec la différence de marche. Or, notre vision trichromatique ne nous permet pas de percevoir de teinte franche si le spectre contient des parts de rouge, de vert et de bleu relativement équilibrées. La teinte perçue est blanche mais on parle de **blanc d'ordre supérieur** car son **spectre n'est pas continu**, il présente des **cannelures** et on le qualifie de **spectre cannelé**.

<sup>\*</sup> cf § C.3 : Dans l'air, pour  $a = 600 \mu\text{m}$  et  $D = 1 \text{ m}$ , on a  $x_{max} \approx 1 \text{ mm}$ .

Cette figure s'observe sur une bulle de savon ou sur une fine couche d'huile à la surface d'une plaque. On observera cette figure d'interférences à l'aide de l'interféromètre de Michelson (cf TP10C-D).

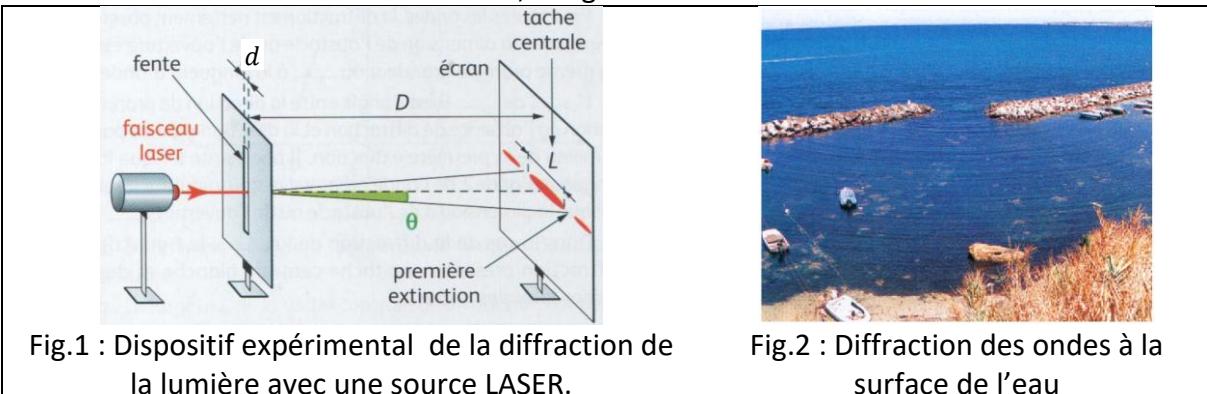
<sup>1</sup> [ressources.univ-lemans.fr/AccesLibre/UM/Pedago/physique/02/optiondu/frangcol.html](http://ressources.univ-lemans.fr/AccesLibre/UM/Pedago/physique/02/optiondu/frangcol.html)

## Annexe 1 : Rappels sur le phénomène de diffraction

La **diffraction** est la **signature de la nature ondulatoire d'un phénomène** : elle correspond à **l'étalement d'une onde dans l'espace dû à son passage au travers d'un obstacle ou un diaphragme**.

Exemples :

- Diffraction de la lumière visible, cf fig.1.
- Diffraction des rayons X dans un solide cristallin qui joue le rôle de réseau.
- Diffraction d'une onde radio par les bâtiments d'une ville.
- Diffraction d'ondes à la surface de l'eau, cf fig.2 et 5.

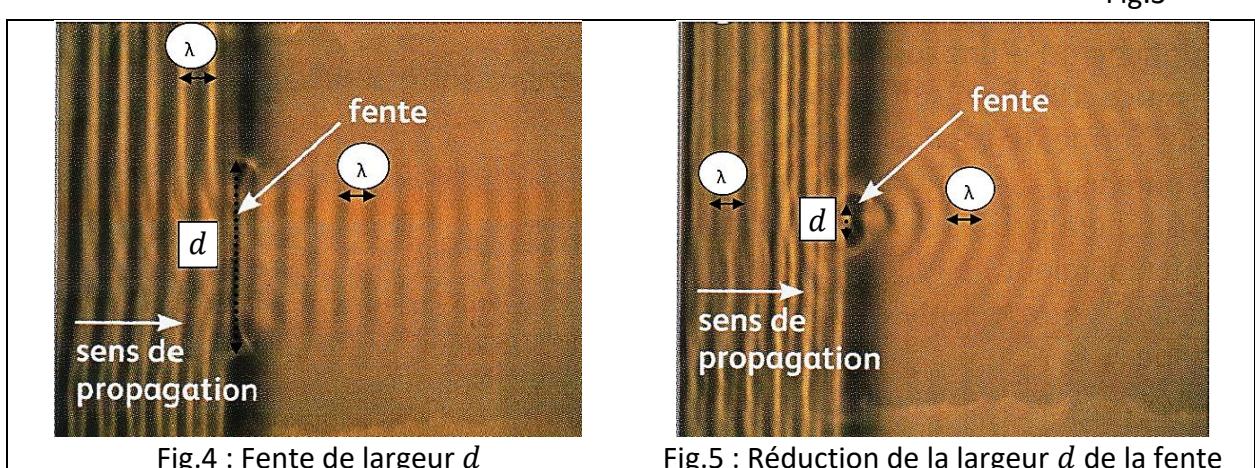
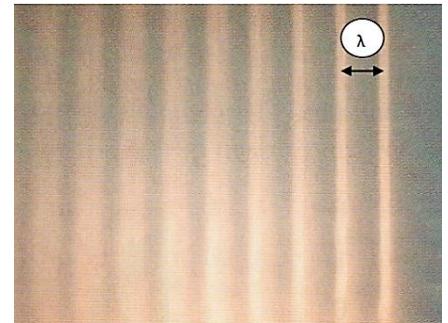


### Taille de l'obstacle – Étalement angulaire

On étudie l'influence de la taille  $d$  de l'obstacle ou du diaphragme sur la diffraction à l'aide de la cuve à ondes.

On utilise une réglette vibrante qui permet de générer des ondes planes, cf fig.3.

On place une fente de largeur  $d$  réglable sur le trajet de propagation de l'onde, cf fig.4 et 5.



♦ Il n'y a **pas diffraction** dans le cas illustré par la fig.4 où  $d \gg \lambda$  : l'onde transmise est seulement redimensionnée.

Pour une onde lumineuse émise par un LASER, si la taille du diaphragme est suffisamment grande, la lumière passe à travers sans modification : c'est le cadre de *l'optique géométrique*.

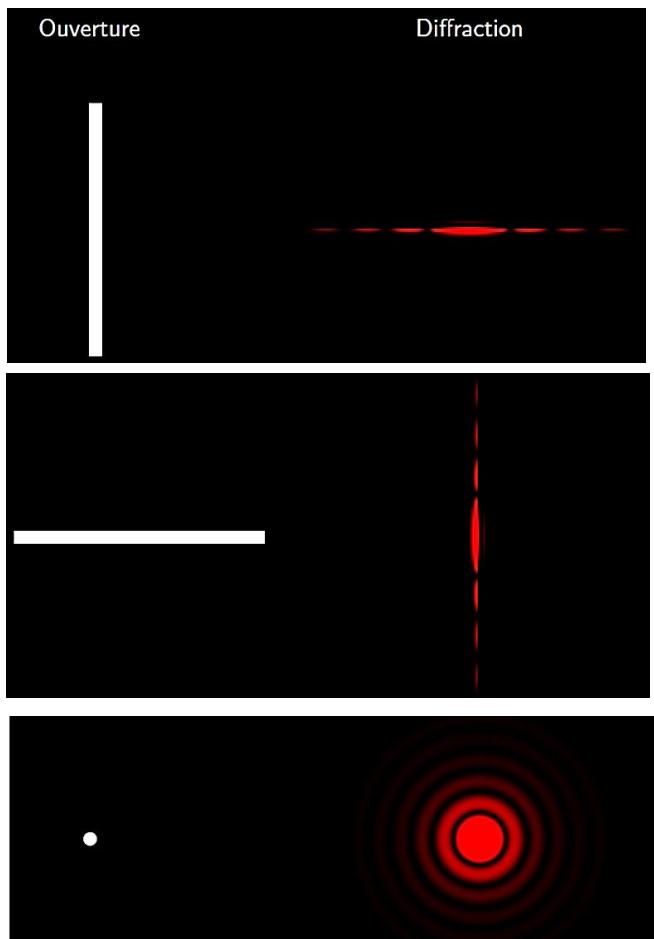
♦ Il y a **diffraction** dans le cas illustré par la fig.5 où  $d \approx \lambda$  : la diffraction a lieu au voisinage du centre du diaphragme (maximum principal). Après la fente, l'onde est circulaire mais sa période et sa vitesse ne sont pas modifiées. L'onde atteint donc des régions de l'espace qui ne sont pas situées dans l'axe de la fente.

**BILAN :**

Soit une onde de nature quelconque de longueur d'onde  $\lambda_0$  traversant un obstacle de dimension  $d$  proche de  $\lambda_0$  (jusqu'à  $100 \cdot \lambda_0$ ), lorsque l'observation se fait suffisamment loin de l'objet diffractant, on obtient une figure de diffraction dont l'échelle angulaire  $\theta$  vérifie :

$$\sin\theta \approx \frac{\lambda_0}{d}$$

*Figures de diffraction d'une onde lumineuse :*



**Dispositifs interférentiels à division du front d'onde :**

Les trous ou fentes étant très étroits, la lumière est diffractée et on observe alors les interférences entre les ondes diffractées par les sources secondaires (trous ou fentes).

**Observation dans un plan parallèle au plan contenant les deux sources secondaires :**

Dans les deux cas (fentes ou trous), on observe des franges rectilignes d'interférences perpendiculaires à l'axe des trous ou parallèles aux fentes (à  $x$  constant pour les figures ci-dessous).

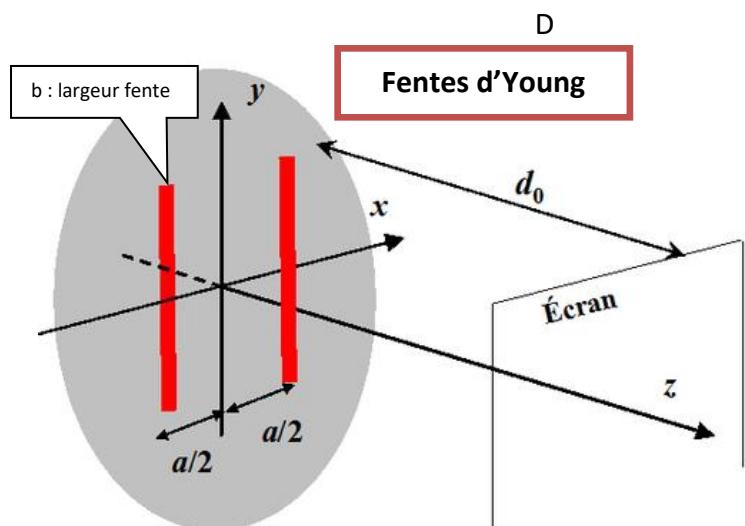
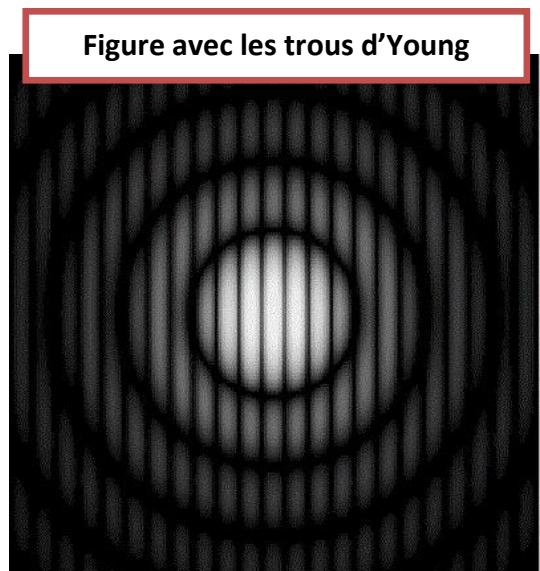
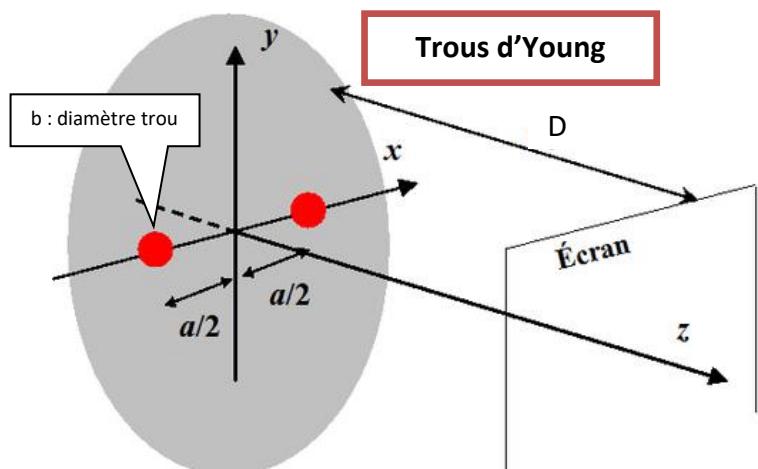


Figure avec les fentes d'Young

